MASCHINENKUND
FÜR CHEMIKER

EIN LEHR- UND HANDBUCH
FÜR STUDIERENDE UND PRAKTIKER

VON

ALBRECHT VON IHERING
GEHEIMER REGIERUNGSRAT A. D. IN BERLIN-ZEHLENDORF

ZWEITE UMGEARBEITETE AUFLAGE

MIT 305 ABBILDUNGEN UND 6 TAFELN



1 9 2 2

MASCHINENKUNDE FÜR CHEMIKER

EIN LEHR- UND HANDBUCH
FÜR STUDIERENDE UND PRAKTIKER

VON

ALBRECHT VON IHERING
GEHEIMER REGIERUNGSRAT A. D. IN BERLIN-ZEHLENDORF

ZWEITE UMGEARBEITETE AUFLAGE

MIT 305 ABBILDUNGEN UND 6 TAFELN



1 9 2 2

LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Druck von C. G. Röder G. m. b. H., Leipzig. 876220.

Vorwort zur 2. Auflage.

Bei der vorliegenden 2. Auflage ist es mein Streben gewesen, das Buch möglichst auf den gegenwärtigen Stand der Technik zu heben. Trotzdem habe ich eine Anzahl von Ausführungen, weil dieselben typisch und vorbildlich sind, nicht fortgelassen. Dasselbe gilt von einigen vorbildlichen Versuchen, so u. a. zur Feststellung der indizierten Leistung einer Verbunddampfmaschine. Daß es mir, wie bei der 1. Auflage, bei der so sehr großen Zahl der verschiedensten Ausführungsarten nur möglich war, die wichtigsten und verbreitetsten herauszugreifen, war schon allein durch die Raumbeschränkung geboten.

Daß mein Buch keinen Eingriff in die Gebiete der chemischen Technologie beabsichtigt und auch ganz andere Gebiete umfaßt, als die letztere, bedarf wohl keines Wortes. Es soll sowohl dem Studierenden der Chemie als auch dem mit den Betrieben der chemischen Großindustrie vorübergehend oder dauernd beschäftigten Chemiker die bei den Arbeitsprozessen angewandten maschinellen Hilfsmittel in ihrer Konstruktions- und Wirkungsweise vor Augen führen und ihm dadurch das Verständnis und den Überblick über dieselben erleichtern. Vielleicht kann es auch zum Entwerfen neuer Methoden und Arbeitsprozesse nützlich sein. Für eingehendere Information muß auf die in den Fußnoten angegebene Literatur hingewiesen werden.

Von einem Literaturverzeichnis mußte ich Abstand nehmen, da die Fachliteratur derartig angewachsen ist, daß selbst eine kurze Auswahl nicht möglich und bei ihrer Unvollständigkeit wohl ohne wesentlichen Nutzen gewesen wäre.

Ich darf der Hoffnung Ausdruck geben, daß auch die neue Auflage dieselbe freundliche Aufnahme und Verbreitung finden möchte wie die 1. Auflage und daß dieselbe ein nützlicher Berater für den Chemiker sowohl beim Studium, als auch in der Praxis sein möge.

Zehlendorf b. Berlin, im Oktober 1921.

Albrecht von Ihering.

Inhaltsübersicht.

Tafelverzeichnis.

Einleitung.

Es ist eine fast auf allen Gebieten des menschlichen Wissens und Könnens beobachtete Tatsache, daß, je höher die Stufe der Vollkommenheit liegt, auf welche ein bestimmtes Wissensgebiet gelangt ist, desto größer die Schwierigkeit wird, das gesamte Gebiet zu übersehen und zu beherrschen.

Dies gilt in gleicher Weise von der Wissenschaft, wie von der Kunst und anderen Gebieten menschlichen Schaffens und geistiger Tätigkeit. Man kann sich von dem heutigen Standpunkte der Wissenschaft aus kaum in die Zeit versetzen, in welcher einzelne hervorragende Männer nicht allein fast alle Gebiete der Wissenschaften beherrschten, sondern auch auf den verschiedensten Zweigen derselben bahnbrechend tätig waren und grundlegende Forschungen gemacht haben.

Zur Charakteristik jener Zeit genügt es, auf drei hervorragende Geister hinzuweisen, welche mit zu den bahnbrechenden Forschern der Naturwissenschaften und der Philosophie gehören. Es sind dies: Baco v. Verulam, Newton und Leibniz.

Es ist bekannt, daß Baco v. Verulam nicht allein ein hervorragender Staatsmann war, sondern auch als Gelehrter sich auf fast allen Gebieten der Wissenschaft betätigt und mehr oder weniger bahnbrechend gewirkt hat. Er war Astronom, Naturhistoriker, Physiker, Mediziner, Rechtsphilosoph, Historiker und Ethiker.

Sein großer Geistesnachfolger Newton war fast ebenso vielseitig und hat in fast allen Gebieten der heutigen Naturwissenschaften Hervorragendes geleistet, war jedoch außerdem Philosoph und Politiker, und befaßte sich sogar am Ende seines Lebens mit theologischen Studien.

Dieselbe Vielseitigkeit besaß sein Zeitgenosse Leibniz, von welchem bekanntlich nicht nur die hervorragendsten mathematischen, physikalischen und philosophischen Schriften stammen, welcher vielmehr auch als Historiker und Jurist wissenschaftlich tätig war und sogar im Jahre 1694 eine theologische Schrift verfaßt hat.

Es ist jene Zeit, welche Goethe so treffend in der Einleitung zum „Faust" charakterisiert mit den Worten: „Habe nun, ach, Philosophie, Juristerei und Medizin und leider auch Theologie durchaus studiert mit heißem Bemühn." Wir sehen im Faust noch den Beherrscher des Wissens sämtlicher vier Fakultäten repräsentiert. In ähnlichem Sinne läßt Goethe den Wagner ausrufen: „Zwar weiß ich viel, doch möcht' ich alles wissen."

Vergleicht man mit jenen auserlesenen Geistesheroen und ihrem Zeitalter die moderne Wissenschaft, so zeigt sich die scheinbar entgegengesetzte Erscheinung der bis ins kleinste durchgeführten Spezialisierung, eine Durchführung des Prinzips der Teilung der Arbeit auch auf diesem Gebiete menschlicher Intelligenz, welche fast zu dem Schlusse berechtigen könnte, daß von einer

Wissenschaft kaum noch die Rede sein könnte, daß vielmehr ein ganz eng begrenztes Fachstudium einer vielseitigen, wissenschaftlichen Bildung Platz gemacht hätte. Eine Bestätigung dieser Erscheinung scheint allein schon ein Blick auf die außerordentliche Spezialisierung in der Medizin zu geben.

Daß dem nicht so ist, bedarf keines Wortes, dennoch aber ist es richtig, daß bei der enormen Vielseitigkeit und rapiden Entwicklung aller Wissensgebiete ein noch so hervorragender Geist nicht mehr fähig ist, den vielen Richtungen, welche von einem Zentralpunkte ausgehen, zu folgen, vielmehr, um auf einem bestimmten Gebiete Tüchtiges und Hervorragendes zu leisten, ein Spezialgebiet zum Gegenstand seiner Forschungen macht und machen muß. Falsch wäre es jedoch, zu behaupten, daß ein solches Spezialgebiet menschlicher Erkenntnis erfolgreich und segensreich gefördert werden könne, ohne daß nicht auch auf die benachbarten Richtungen, auf die verwandten Wissenschaften, welche für ein bestimmtes Gebiet Hilfswissenschaften sind, Rücksicht genommen werde.

Eines der auffallendsten Beispiele in dieser Hinsicht bietet die Mathematik, welche zwar als Wissenschaft an sich völlig selbständig und abgeschlossen ist, aber doch für eine größere Reihe der Natur- und technischen Wissenschaften als Hilfswissenschaft dient, ohne welche aber auch ein Verständnis oder ein Fortschritt in ihnen fast unmöglich ist, so in der Physik, Astronomie, Mineralogie, Mechanik, Thermodynamik, Maschinenkunde und, last not least, in der Chemie.

Eines der glänzendsten Beispiele für die Wahrheit der letzteren Behauptung bietet uns einer der großen Gelehrten, wenn nicht der größte Gelehrte des 19. Jahrhunderts, Hermann Helmholtz.

Es ist bekannt, daß Helmholtz sich für seine Untersuchungen in der Mechanik über die Lehre von „der Erhaltung der Kraft", in der Optik, Akustik und anderen Gebieten der Physik in ausgedehntem Maße der Mathematik bedient hat, und daß wohl selten ein Physiker von so umfassendem Wissen zugleich ein derartig bedeutender Mathematiker gewesen ist, wie Helmholtz. Aber gerade durch die außerordentliche Beherrschung dieser Hilfswissenschaft war er imstande, die bahnbrechenden und klassischen Untersuchungen in seinem Wissensgebiete anzustellen.

Auch für die Chemie gilt das Obengesagte, indem auch sie sich einer großen Anzahl von Hilfswissenschaften bedient, so der Physik, der Mineralogie, der Kristallographie, der Botanik und der Mathematik.

Für das Studium der Chemie an sich dürften die genannten Hilfswissenschaften völlig ausreichen. Faßt man jedoch die Aufgaben der Chemie weiter, und erblickt man ihre Hauptaufgabe in der Verarbeitung der Rohstoffe und in der Herstellung von Produkten aller Art auf chemischem Wege, durch chemische Prozesse in der Großindustrie, so erkennt man sofort, daß hier noch eine wichtige Disziplin des Studiums wert ist, welche den Jünger dieser Wissenschaft einführen soll in das unendlich vielseitige Gebiet der Großindustrie, ihn über die Hilfsmittel orientieren soll, deren sich die chemische Großindustrie zur Ausführung ihrer Prozesse bedient.

Diese Disziplin ist die auf die chemische Großindustrie angewandte Maschinenlehre, d. h. also die Lehre von den maschinellen Einrichtungen, Hilfsmitteln, Apparaten, Kraft- und Arbeitsmaschinen aller Art, ohne deren ausgiebige Hilfe die Ausführung der chemischen Prozesse im großen unmöglich wäre.

Wenngleich es kaum eines Nachweises hierfür bedürfte, so ist es doch lehrreich, diese Behauptung an der Hand zweier Beispiele zu verfolgen. Das erste derselben sei aus der Metallurgie, einem der wichtigsten Gebiete der anorganischen Chemie entnommen.

Während die Reaktionen im chemischen Laboratorium in kleinen Tiegeln und mit kleinen Gebläsen ausgeführt werden, dienen zur Erzeugung des Roh-

eisens die großartigen Hochöfen, welche durch äußerst sinnreich konstruierte maschinelle Einrichtungen dauernd mit den in ihnen zu verarbeitenden Erzen und den zuzusetzenden Brennstoffen beschickt werden, und mit den Vorrichtungen zum Einfüllen der Erze und Brennstoffe in die Öfen und zur Ableitung der in den Hochöfen gewonnenen, äußerst wertvollen Gichtgase ausgestattet sind. Mit den Hochöfen in engster Verbindung stehen die Maschinen zur Bewegung der für den Schmelzprozeß erforderlichen Luft, die großen Gebläsemaschinen und die Apparate zur Erwärmung der in die Hochöfen einzuleitenden Luft.

Man erkennt sofort, daß jeder Teil dieses großen Ganzen zur Ausführung des gesamten Prozesses gleich wichtig und gleich bedeutungsvoll und unentbehrlich ist, sowie daß zu diesem an und für sich rein chemischen Prozeß der Verwandlung der Erze in Roheisen eine große Zahl von Apparaten, Maschinen, Einrichtungen und Hilfsmitteln aller Art erforderlich ist, welche der Maschinenindustrie entstammen.

Ein zweites Beispiel bietet die Zuckerindustrie, bei welcher in den Maschinen und Vorrichtungen zur Verarbeitung des Rohproduktes, der Rüben, in den Zerkleinerungsmaschinen, Walzen, Quetschen, sodann in den Eindampfapparaten, Kochern, Rührwerken, in den zahlreichen Maschinen zur Beförderung der Zuckerflüssigkeit, in den Zentrifugen, Filterpressen und anderen notwendigen Apparaten eine große Reihe der interessantesten Maschinen zur Anwendung kommen, welche zur Ausführung der verschiedenen Prozesse unentbehrlich sind, und deren Kenntnis bezüglich ihrer inneren Einrichtung und Wirkungsweise für jeden Fachmann, welcher in einem industriellen Unternehmen dieser Art beschäftigt ist, unbedingt erforderlich ist, da er sich sonst von dem richtigen Verlauf der Prozesse keine Rechenschaft ablegen kann.

Man könnte einwerfen, daß es ja genüge, wenn ein Chemiker sich die Kenntnis dieser maschinellen Einrichtungen und Apparate in den Betrieben selbst aneigne, und daß für ihn die Beschäftigung mit der an sich trockenen Materie der angewandten Mechanik während seines Studiums zeitraubend, überflüssig, ja sogar hemmend für das übrige Studium sei. Wenn auch zuzugeben ist, daß die wohl in der Welt einzig dastehende deutsche chemische Industrie auch bisher ihre bewunderungswürdigen Erfolge erreicht hat, ohne daß derartig vorgebildete Chemiker in ihren Betrieben in größerem Umfange tätig waren, so ist doch nicht zu vergessen, daß einmal die gegenwärtig in den chemischen Großbetrieben tätigen Chemiker sich erst in denselben die erforderlichen Kenntnisse in der angedeuteten Richtung mühsam haben aneignen müssen, und daß andererseits bei dem immer mehr und mehr entwickelten Konkurrenzkampf der deutschen chemischen Großindustrie mit dem Auslande kein wichtiges Mittel außer acht gelassen werden darf, welches den Jüngern der Wissenschaft eine höhere Intelligenz und eine höhere Vorbildung auch in bezug auf ihren späteren Beruf schon während ihres Studiums verleiht, als es bisher der Fall war, und als es namentlich im Auslande bisher geschieht.

Auch einem anderen Einwurf sei an dieser Stelle begegnet.

Man könnte das Studium und die Kenntnis der in der chemischen Industrie angewandten Maschinen und Apparate für überflüssig erklären, wenn man berücksichtigt, daß sowohl an den Universitäten, als auch den technischen Hochschulen Deutschlands die chemische Technologie in mehr oder weniger eingehendem Maße gelehrt und auch die Elektrochemie in neuerer Zeit an manchen Hochschulen besondere Lehrstühle besitzt. Indessen ist doch einerseits das Lehrgebiet, das Ziel und die Methode der chemischen Technologie eine völlig bestimmte, mit den Aufgaben der Maschinenkunde in keiner Weise kollidierende. Andererseits dürfte aber auch bei der Behandlung der chemischen Technologie auf die rein maschinelle Seite wohl in den seltensten Fällen ein derartiger Wert gelegt werden, wie es für das Verständnis der in den chemischen

Betrieben vorhandenen Maschinen und maschinellen Einrichtungen erforderlich ist, und dürfte auch schließlich der Vertreter der chemischen Technologie selbst nicht in der Lage sein, sich derartig eingehende Spezialkenntnisse auf dem Gebiete der Maschinenlehre anzueignen, daß er selbst bei genügender Zeit imstande wäre, die maschinelle Seite der chemischen Großbetriebe im wünschenswertem Maße zu behandeln.

Bevor nun in das große Gebiet der für die chemische Industrie erforderlichen maschinellen Einrichtungen eingetreten werden kann, ist es erforderlich, zum Verständnis der in den Maschinen sich abspielenden Vorgänge die Hauptgrundgesetze der Mechanik und mechanischen Wärmelehre vorauszuschicken.

I. Teil.

Die Grundgesetze der Mechanik und der mechanischen Wärmelehre.

---

1. Kapitel.

Von der mechanischen Arbeit, der Energie und der Maschine.

Um zur Vorstellung von dem Wesen einer Maschine, ihrer Leistung und Tätigkeit zu gelangen und eine möglichst umfassende Erklärung der Eigenart einer Maschine sowie ihrer Definition zu gewinnen, erscheint der natürlichste und am leichtesten zum Verständnis führende Weg der Ausgang von irgendeinem bestimmten Beispiel zu sein.

Eine der geistvollsten und bis in ihre kleinsten Einzelheiten zur höchstmöglichen Vollendung gebrachten Maschinen, welche die Maschinentechnik aufzuweisen hat, ist unbestritten die Lokomotive, deren äußere Erscheinung, Art der Arbeitsleistung, Prinzip der Krafterzeugung im wesentlichen derart Allgemeingut aller Gebildeten geworden ist, daß eine weitere Beschreibung entbehrt werden kann.

Ein Blick auf diese Maschine läßt selbst für den unbefangenen Laien das eine sofort zweifellos zur Tatsache werden, daß man es mit einer Vielheit von teils festliegenden, teils beweglichen Teilen, Maschinenteilen zu tun hat, welche ausnahmslos aus festen, den äußeren und inneren Kräften genügenden Widerstand bietenden Körpern und zwar Metallen bestehen. Diese Teile bilden wieder eine bestimmte Anzahl größerer Einheiten, welche jede für sich einen besonderen Zweck verfolgt, aber auch für das Ganze unentbehrlich ist. Es sind dies 1. die Feuerungsanlage, 2. der Dampfkessel mit dem Rauchabzug und der Vorrichtung zur Erhöhung des Zuges, 3. die Dampfmaschine an sich, 4. die Steuerung derselben, mittels deren nicht allein die Bewegung der ganzen Maschine eingeleitet oder stillgesetzt, sondern auch die Fahrtrichtung, Vor- oder Rückwärtsfahrt, bestimmt, und endlich auch die Stärke der Leistung der Maschine reguliert werden kann, 5. das Fuhrwerk der Lokomotive, bestehend aus dem Gestell mit den Rädern, der Zugvorrichtung zur Fortbewegung der Lasten und endlich 6. den zahlreichen Einzelteilen zur Bedienung der ganzen Maschine von einer Zentralstelle, dem Führerstande aus.

Eine weitere Untersuchung läßt sofort erkennen, daß alle Teile nach einer bestimmten Gesetzmäßigkeit miteinander verbunden sind, so daß sie in bestimmten Zeiten oder Perioden wiederkehrende Bewegungen, gradlinig hin- und hergehende, schwingende oder umlaufende Bewegungen ausführen können. Endlich aber lehrt uns die in der Fahrt befindliche Maschine ohne weiteres,

daß sie eine bestimmte Arbeitsleistung oder mechanische Arbeit in einer bestimmten Zeit, nämlich die Fortbewegung einer bestimmten Anzahl belasteter Wagen zu verrichten imstande ist. Wir sehen also im wesentlichen fünf Haupteigenschaften, aus welchen sich die Erklärung der Wirkungsweise, also auch der Definition der Maschine ableiten läßt, nämlich: 1. eine bestimmte Anzahl von, aus festen Körpern bestehenden Maschinenteilen, 2. eine ganz bestimmte, gesetzmäßige Anordnung derselben, 3. bestimmte, stets wiederkehrende oder periodische Bewegungen der beweglichen Teile (Hin- und Hergang des Kolbens, Auf- und Abschwingen der Pleuel- und Kuppelstangen, Umlauf der Räder), 4. die Einwirkung äußerer Kräfte auf die beweglichen Organe der Maschinen (des im Kessel erzeugten Dampfes auf die Dampfkolben in den Dampfzylindern) und endlich 5. als Zweck und Produkt der ganzen Maschine die Leistung oder die Verrichtung einer bestimmten, mechanischen Arbeit durch die mit bestimmter Geschwindigkeit erfolgende Fortbewegung der Lokomotive selbst und der mit ihr verbundenen Wagen. Von außerordentlicher Wichtigkeit ist es, zu beachten, daß keiner der genannten fünf Teile für den Gesamtbegriff einer vollkommenen Maschine entbehrlich ist. Denn nur durch das Zusammenwirken aller fünf Teile entsteht das Ganze und wird der beabsichtigte Zweck erreicht.

In gleicher Weise ließe sich die Untersuchung für jede Maschine anstellen und es ist nicht schwer, ähnliche Beispiele zu analysieren. Man wird dabei stets finden, daß eine bestimmte Anzahl von festen, also widerstandsfähigen, Körpern nach bestimmten Regeln miteinander verbunden ist, daß diese Körper ferner der Einwirkung äußerer Kräfte ausgesetzt sind und hierdurch erst imstande sind, genau festgesetzte Bewegungen auszuführen und das Produkt jeder Maschine zu erzeugen, nämlich mechanische Arbeit zu verrichten. Man kommt hierdurch zu der folgenden Definition der Maschine, welche von Reuleaux aufgestellt ist und folgendermaßen lautet: Die Maschine ist ein System von festen, widerstandsfähigen Körpern, welche derart miteinander verbunden sind, daß sie durch äußere Kräfte gezwungen sind, bestimmte Bewegungen anzunehmen und mechanische Arbeit zu leisten.

Aus dem Vorhergehenden ist ohne weiteres ersichtlich, daß man zum Verständnis des Begriffes und der Wirkungsweise einer Maschine sich über die folgenden drei Begriffe der Mechanik, aus welchen die genannte Definition im wesentlichen zusammengesetzt ist, vollkommen klar werden muß, nämlich über die Begriffe: Kraft, Bewegung und mechanische Arbeit.

So außerordentlich einfach die Erscheinung der Kräfte ist, welche uns in der Natur allseitig umgeben, so sehr wir auch durch die fortgesetzte Gewöhnung an ihre Hilfe derartig verwöhnt sind, daß wir sie als etwas Unentbehrliches, Selbstverständliches anzusehen gewohnt sind, so weit entfernt sind wir davon, das Wesen der Kräfte auch nur ahnen zu können, geschweige denn sie selbst und ihre Entstehung zu erkennen. Die Mechanik speziell bezeichnet schlechthin die Kräfte als die Ursachen jeglicher Bewegung. Ganz allgemein kann man für die Kraft die Definition aufstellen, daß sie die unbekannte Ursache irgendeiner Erscheinung sei, aus deren Natur man rückwärts auf ihre Beschaffenheit schließen kann. Ebenso kann man sie ganz allgemein als die Ursache irgendwelcher physikalischen, chemischen oder physiologischen Zustandsänderungen bezeichnen. Für die in den Maschinen wirksamen Kräfte genügt vorerst die Definition der Kraft als der Ursache irgendeiner Bewegung, wobei unter letzterer die, in einer bestimmten Zeit erfolgte Lagen- oder Ortsveränderung eines Körpers im Raume verstanden wird, während mechanische Arbeit das Produkt einer bestimmten Kraft mit einem bestimmten Wege und die Leistung die mechanische Arbeit in bestimmter

Zeit oder das Produkt einer Kraft mit einer gewissen Geschwindigkeit („Kraft mal Weg durch Zeit") bedeutet.

Einige Beispiele mögen zur Erklärung dieser Begriffe dienen.

Soll eine bestimmte Last, z. B. ein schwerer Baustein, ein eiserner Träger oder ein Dachbalken vom Erdboden auf ein Baugerüst gehoben werden, so hat der Arbeiter, welcher das frei Ende des, über den sogenannten Flaschenzug geschlungenen Seiles anzieht, diese Hebung in einer bestimmten Zeit auszuführen. Ist z. B. die auszuübende Kraft, also hier die Last = 500 kg, die gesamte Hubhöhe der Last = 10 m und die Zeit, in welcher diese Last in diese Höhe gehoben werden soll = 5 Min. oder = 300 Sek., so berechnet sich die Leistung nach der Gleichung:

$$L = \frac{500 \cdot 10}{300} \sim 17 \text{ mkg/Sek.}$$

In Wirklichkeit ist natürlich die Arbeitsleistung infolge der Reibungswiderstände des Seiles in dem Flaschenzuge und der Rollen desselben in ihren Lagen größer.

Ein anderes Beispiel bietet die Hebung einer bestimmten Wassermenge in einer bestimmten Zeit auf eine gewisse Höhe. Soll z. B. ein Arbeiter an einer Pumpe in der Minute 120 l (= 120 kg) Wasser 4 m hoch pumpen, so erfolgt die Berechnung der theoretischen Leistung nach der Gleichung:

$$L = \frac{120 \cdot 4}{60} = \frac{480}{60} = 8 \text{ mkg/Sek.}$$

Die wirkliche Leistung ist auch hier infolge der Widerstände des Wassers beim Durchgange durch die Ventile und die Rohrleitung, der sogenannten hydraulischen Widerstände, und infolge der Reibung des Pumpenkolbens in der Pumpe und der Stopfbüchse größer.

Ein drittes Beispiel bietet die bei der Definition des Maschinenbegriffes besprochene Lokomotive. Soll dieselbe einen Lastzug von z. B. 30 Wagen mit einer Geschwindigkeit von z. B. 20 km in der Stunde auf ebener Bahnstrecke fortschaffen, so läßt sich hieraus die von der Lokomotive zu leistende Arbeit in der Sekunde in Sekundenmeterkilogrammen oder in einer höheren Einheit, den später noch zu erklärenden Pferdestärken, berechnen. Auch hierbei ist die von der Lokomotive in den Dampfzylindern zu verrichtende Arbeit wesentlich größer, als die Arbeit, welche sich aus der Berechnung der fortzuschaffenden Last und der Zuggeschwindigkeit ergibt, weil zu der eigentlichen Nutzarbeit noch die Überwindung der inneren Arbeit der Lokomotive (Reibungen der Achsen in ihren Lagen, Kolbenreibung, Zapfenreibung, Luftwiderstand beim Fortbewegen der Lokomotive usw.) hinzukommt.

Man erkennt aus den genannten Beispielen sofort, daß man zwei verschiedene Arbeitsleistungen zu unterscheiden hat, die Nutzleistung, auch effektive Leistung genannt, und die theoretische Leistung. Über den Unterschied beider wird weiter unten das Nähere mitgeteilt werden.

Die im vorhergehenden gekennzeichnete mechanische Arbeit oder Arbeitsleistung schlechtweg ist eine bestimmte Form eines viel allgemeineren Begriffes, welcher mit dem Namen Energie bezeichnet wird. Man versteht hierunter ganz allgemein die Arbeitsfähigkeit oder das Arbeitsvermögen irgendeiner Kraft und bezeichnet jede, irgendwie denkbare, Ursache von mechanischer Arbeit ebenfalls als Energie.[1] Die mechanische Energie speziell kann sich in zwei Formen äußern. Man unterscheidet nämlich die potentielle oder disponible Energie, auch Energie der Lage genannt, und die kinetische oder aktuelle oder geleistete Energie, auch Energie der Bewegung

[1] WEYRAUCH, Grundriß der mechan. Wärmetheorie 1905, S. 17.

genannt. Die erstere Energieform kann man sich als die ruhende Energie vorstellen, also diejenige, welche noch nicht in äußerer mechanischer Arbeit nutzbar geworden ist. Sie „schläft" gleichsam und ist aufgespeichert, steht jedoch jederzeit zur Leistung bestimmter Arbeitsmengen zur Verfügung. In dem Augenblicke aber, wo sie „geweckt" oder ausgelöst wird, geht sie in die andere mechanische Energieform, in die kinetische Energie oder Energie der Bewegung über, bei welcher jetzt, während einer bestimmten Zeit, entsprechend dem größeren oder geringeren Energievorrat oder der Energiemenge oder dem Energieinhalte eines bestimmten Körpers eine bestimmte, mechanische Arbeit, die sogenannte äußere Energie geleistet wird.

Das Gewicht einer aufgezogenen Uhr z. B., welche still steht, stellt eine bestimmte potentielle Energie dar, beim Herabsinken des Gewichtes dagegen leistet dasselbe kinetische Energie oder die mechanische Arbeit zur Bewegung des Räderwerkes.

Das schwingende Uhrpendel ferner befindet sich in seiner höchsten oder äußersten Lage im Zustand der potentiellen Energie, vermöge deren es imstande ist, eine neue Schwingung auszuführen. In der tiefsten oder lotrechten Lage dagegen hat es das Maximum seiner kinetischen Energie erreicht.

Das Wasser eines Teiches oder des sogenannten Obergrabens einer Wasserkraftanlage, welches am Ausfluß durch einen Schützen verhindert ist, sich also im Ruhezustand befindet, stellt eine bestimmte Menge potentieller Energie dar, welche durch das Wassergewicht, also den Gesamtinhalt des Obergrabens oder des Teiches und durch die gesamte Gefällhöhe, d. h. den Abstand zwischen dem Oberwasserspiegel des Teiches und dem Wasserspiegel des Abflußgerinnes bestimmt ist.

In dem Augenblicke, in welchem durch Öffnen des Schützens das Wasser zum Ausfluß kommt, verwandelt sich seine potentielle Energie in kinetische Energie, welche beim Durchfluß durch eine Wasserkraftmaschine, z. B. ein Wasserrad, in mechanische Arbeit verwandelt wird.

So stellt ferner eine elektrische Akkumulatorenbatterie von bestimmter Zellenzahl ebenfalls eine ganz bestimmte potentielle, jedoch nicht mechanische, sondern chemische Energie dar, welche durch Einschalten der Batterie in den Stromkreis eines Elektromotors in kinetische Energie, also in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann.

Endlich ist in jedem Kilogramm Steinkohle, in jedem Liter eines flüssigen Brennstoffes, Petroleum, Benzin oder Spiritus, in jedem Kubikmeter eines brennbaren Gases eine ganz bestimmte potentielle Energie enthalten, welche durch Verbrennen des Brennstoffes, also Oxydation des Kohlenstoffes, Wasserstoffes und der sonstigen brennbaren Bestandteile in Gegenwart von Sauerstoffträgern, z. B. Luft in Wärme und mechanische Arbeit umgesetzt werden kann.

Aus dem Vorgesagten ergibt sich eine sehr große Verschiedenheit der Energieformen. Indessen lassen sich alle Energieformen aufeinander zurückführen, und entspricht einer bestimmten Energiemenge in der einen Form eine ganz genau meß- und berechenbare Energiemenge in der anderen Form.

Am frühesten war man zu der Erkenntnis von der Gleichwertigkeit oder Äquivalenz der beiden Energieformen: mechanische Arbeit und Wärme durch die Erfahrung gelangt.

Die Untersuchungen von JOULE, RUMFORD, JUL. ROB. MAYER und anderen führten zu der Erkenntnis, daß jede bewegende Kraft die Wärme zur Ursache hat, daß also jeder Arbeitsleistung der Verlust einer gleichwertigen Wärmemenge und umgekehrt jedem Arbeitsverlust eine gleichwertige, äquivalente, erzeugte Wärmemenge entspricht. Beide Energieformen können in den Maßeinheiten derselben zahlenmäßig festgelegt werden.

Die Maßeinheit für die Wärme ist bekanntlich die Wärmeeinheit oder

Kilogrammkalorie, d. h. diejenige Wärmemenge, welche erforderlich ist, um 1 kg Wasser von $14^1/_2{}^0$ C bei konstantem Drucke (Normal-Barometerstand von 760 mm) um 1^0 C zu erwärmen. Die gebräuchlichste Maßeinheit für die mechanische Arbeit ist, wie bereits oben angedeutet wurde, das Meterkilogramm, d. h. jene Arbeitsmenge, welche erforderlich ist, um 1 kg 1 m hoch zu heben. Die Beziehungen zwischen beiden Maßeinheiten sind gegeben durch die mittels der genauesten Untersuchungen festgelegten Werte für das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit oder das mechanische Wärmeäquivalent:

$$E = 427 \text{ mkg}$$

und umgekehrt für das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit:

$$A = \frac{1}{E} = \frac{1}{427} = 0{,}0023419 \text{ W. E.}$$ [1]

Weitere Forschungen haben nun nicht nur die Äquivalenz von Wärme, sondern auch diejenige aller anderen Energieformen, elektrischer Energie, Licht, magnetischer Kraft untereinander und mit den oben zuerst genannten beiden Energieformen ergeben. Die nachfolgende Tabelle ergibt für die wichtigsten der-

Tabelle I.

Kraft (P) = Masse (m) mal Beschleunigung (p). $P = m \cdot p$; G (Gewicht) $= m \cdot g$ (Beschleunigung der Erdschwere); $m = \frac{G}{g}$; $g = 9{,}81$ m/Sek. (Beschleunigung, Akzeleration der Schwerkraft).

Absolutes Maßsystem: Einheiten: Zentimeter (cm), Sekunde (Sek.), Grammmasse m_0 = Masse eines Körpers, der in Paris 1 Gramm (g) wiegt oder eines Kubikzentimeters (cbcm) Wasser.

I. Mechanische Arbeit.

Kraft: **1 Dyne** $= \frac{1}{981}$ Gramm. — 1 Gramm = 981 Dynen. — Arbeit im absol. Maßsystem: **1 Erg** = 1 Zentimeter-Dyne = Arbeit, welche 1 Dyne bei der Bewegung von 1 cm verrichtet. — 1 Joule $= 10^7$ Erg.

Arbeit im techn. Maßsystem = **1 Meterkilogramm** = 1 mkg = 100 (cm) · 1000 (Gramm) · 981 (Dynen) = 981 · 100 000 = 98 100 000 Erg $= 9{,}81 \cdot 10^7$ Erg = 9,81 Joule.

Leistung im techn. Maßsystem = **1 Pferdestärke** = 75 mkg in der Sekunde = 75 · 98 100 000 Erg in der Sekunde = 7 357 500 000 Erg in der Sekunde $= 735{,}75 \cdot 10^7$ Erg in der Sekunde.

I. Mechanische Arbeit und Wärme.

1 Wärmeeinheit (Kalorie, W. E.) = 427 mkg. — 1 mkg $= \frac{1}{427}$ W. E. — **1 kleine Kalorie** (Grammkalorie, kal.) $= \frac{1}{1000}$ Kal. $= \frac{1}{1000}$ W. E. = 0,427 mkg = 42 700 cmg.

1 kal. = 0,427 · 98 100 000 Erg = 41 888 700 Erg. — $A = \frac{1}{427} = 0{,}0023419$ W. E. = 2,3419 kal. = Wärmeäquivalent für 1 mkg oder Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit.

$E = \frac{1}{A} = 427$ (mkg = Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit = mechanisches Wärmeäquivalent.

III. Mechanische Arbeit, Wärme und Elektrizität.

1 Volt-Ampère (VA.) = **1 Watt** (W.) = 10 000 000 Erg in der Sekunde $= 10^7$ Erg in der Sekunde 1 mkg/Sek. $= 9{,}81 \cdot 10^7$ Erg/Sek. = 9,81 Watt.

1 PS = 75 mkg/Sek. = 75 · 9,81 Watt = 735,75 ∼ (abgerundet) = 736 Watt. — 1 Watt $= \frac{1}{9{,}81}$ mkg/Sek. = 0,102 mkg/Sek. = 0,102 · 2,3419 kal. in der Sek. = 0,23 888 kal. in d. Sek.

1 Kilowatt (KW.) $= 10^3$ Watt = 102 mkg in der Sek. $= \frac{102}{75} = 1{,}36$ PS $= 102 \cdot 9{,}81 \cdot 10^7$ Erg in der Sek. $= 1000 \cdot 10^7$ Erg = 238,88 kal/Sek. = 0,23 888 W.-E. in d. Sek. 1 KWstde ∼ 367 000 mkg = 367 mt.

---

[1] Vgl. Hütte (22. Aufl.) I S. 374. — Landolt-Börnstein-Roth, Phys. chem. Tab. 4. Aufl. S. 1266 (Berlin 1912).

selben den Zusammenhang. Hierbei ist zu beachten, daß als Einheit der Arbeitsleistung nicht mehr das mkg und als Einheit der Kraft nicht mehr das kg, sondern für erstere das Erg und für das letztere die Dyne gewählt ist, welche beiden Einheiten die Grundlagen für das sogenannte absolute Maßsystem bilden. Der Zusammenhang dieser Grundeinheiten mit dem metrischen Systeme ergibt sich aus folgendem.

Die Grundeinheiten sind: für die Längen das cm, für die Kraft die Dyne = der 981te Teil des Gewichtes von einem cbcm Wasser oder von einem g (rund etwa = 1 mg), unter 45° nördlicher Breite und für die Zeit die Sekunde. Die Arbeitseinheit oder das Erg ist demnach jene Arbeit, welche verrichtet wird, wenn die Kraft von 1 Dyne auf dem Wege von 1 cm wirkt. Der Zusammenhang zwischen dieser kleinsten Energieeinheit und den größeren Energieeinheiten, dem Meterkilogramm, der Wärmeeinheit, sowie zwischen dem Watt bzw. Kilowatt, der Pferdestärke usw. ergibt sich aus der obigen Tabelle ohne weiteres.

Zu bemerken ist, daß für Licht neuerdings Knut Ångström[1] das mechanische Äquivalent der Einheit der Lichtstärke zu ∼ 8 Sekunden-Erg ermittelt hat.

Ist somit oben festgestellt worden, daß einerseits jeder Arbeitsleistung der Verbrauch einer bestimmten Wärmemenge äquivalent ist und andererseits diese Wärmemenge von der Natur geliefert werden muß, um eine bestimmte Arbeit zu leisten, daß ferner jede kinetische Energie eine bestimmte, in der Natur vorhandene, disponible oder verfügbare potentielle Energie verlangt, so geht hieraus mit absoluter Notwendigkeit hervor, daß mit jeder Arbeitsleistung ein Verbrauch einer bestimmten Energiemenge oder, populär ausgedrückt, einer bestimmten Menge äußerer Naturkraft, z. B. einer Wassermenge, einer Brennstoffmenge oder einer gewissen Menge elektrischer Energie verbunden ist. Hieraus folgt aber auch ohne weiteres die Unmöglichkeit, einen Mechanismus oder eine Maschine durch sich selbst zu treiben, also die Unmöglichkeit der Erfindung eines Perpetuum mobile. Es sollte eigentlich überflüssig erscheinen, hierauf näher einzugehen, indessen ist leider noch immer der Erfindungsdrang nach der Lösung dieser, auf Grund der obengenannten Naturgesetze unlösbaren Naturaufgabe außerordentlich häufig vorhanden, wie die zahlreichen, trotz der fortschreitenden Allgemeinbildung und Verbreitung mechanischer und naturwissenschaftlicher Kenntnisse immer wieder auftauchenden Ideen zur Lösung dieses Problemes beweisen.[2] Das Obengesagte dürfte jedoch genügen, um den Beweis von der Unmöglichkeit der Erfindung eines Perpetuum mobile zu liefern.

Von den für die Kraftmaschinen, d. h. für jene Maschinen, welche die äußeren Naturkräfte nutzbar machen sollen und mechanische Arbeit an Arbeitsmaschinen abgeben sollen, zur Verfügung stehenden Naturkräften sind die wichtigsten die folgenden:

1. Die Dampfkraft, d. h. die Spannkraft des durch Verbrennung von in der Natur vorhandenen Brennstoffen erzeugten, in geschlossenen Gefäßen, den Dampfkesseln, sich sammelnden Wasserdampfes.

---

[1] K. Ångström, Physikalische Zeitschrift. 1902. S. 257. — [2] Eines der zahlreichen Beispiele dieser Art möge hier zur Belehrung gegeben werden. Sehr häufig findet sich die Idee, durch eine Gaskraftmaschine eine Dynamomaschine anzutreiben, durch den hierbei erzeugten elektrischen Strom Wasser in Wasserstoff und Sauerstoff zu zersetzen, das hierbei entstehende Knallgas zu sammeln und in der erstgenannten Gasmaschine zum Betriebe derselben zur Explosion zu bringen. Hierdurch sollte ein kostenloser Betrieb erzeugt werden und noch ein Überschuß an Kraft von der Gasmaschine geliefert werden können. Die Erfahrung hat jedoch gezeigt, daß dies unmöglich ist. Denn ohne die Zufuhr äußerer Betriebskraft würde die Maschine selbst ohne Abgabe von Arbeit nach außen kaum ein einziges Mal den Kreisprozeß durchführen können.

2. Die Explosivkraft von Gasluftgemischen, welche in geschlossenen Räumen, den Gasmaschinenzylindern zur Entzündung gebracht werden.

3. Die Wasserkraft, d. h. der Druck oder die lebendige Kraft eines von einem höheren Niveau auf ein niedrigeres Niveau niedersinkenden Wassergewichtes.

Die beiden ersteren Kräfte beruhen auf der Umwandlung der in den Brennstoffen enthaltenen potentiellen Energie in mechanische Arbeit. Diese Kraftmaschinen werden auch mit dem gemeinschaftlichen Namen der kalorischen Maschinen oder Wärmekraftmaschinen zusammengefaßt. Um jedoch die Vorgänge in diesen weitaus wichtigsten Kraftmaschinen, sowie auch in jenen Arbeitsmaschinen, in welchen gasförmige Körper enthalten sind, verstehen und verfolgen zu können, ist es wünschenswert, zuvor einen Einblick in die wichtigsten Grundgesetze der mechanischen Wärmelehre und ihrer Anwendung auf die Wärmekraftmaschinen zu tun.

2. Kapitel.

Die Grundgesetze der mechanischen Wärmelehre und ihre Anwendung auf die Wärmekraftmaschinen.

§ 1. Die beiden Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie.

Wie im vorigen Kapitel auseinandergesetzt war, entspricht jeder Arbeitsleistung stets genau dieselbe Menge verbrauchter Wärme. Hieraus folgt sofort, daß beide Energieformen (Wärme und Arbeit) vollständig gleichwertig sind. Diese Tatsache bildet den Inhalt des ersten Hauptsatzes der mechanischen Wärmelehre oder Thermodynamik, welcher daher lautet: Wärme und Arbeit sind gleichwertig. Ein Energie-Verlust ist aber nach dem Prinzipe von der Erhaltung der Energie ausgeschlossen, nur die Energie-Form kann eine andere werden, die Gesamtenergie bleibt unverändert.

Ist der Energieinhalt eines einer Zustandsänderung unterworfenen Körpers in mkg im Anfangszustand E_1, im Endzustand E_2, so ist, falls beide Energiemengen verschieden sind, entweder Arbeit geleistet oder verbraucht und Wärme verbraucht oder gewonnen worden, und muß die verbrauchte Wärme sich in äußere Arbeit und Änderung der inneren Energie des Körpers umgesetzt haben.

Bezeichnet dQ diese verbrauchte Wärmemenge für eine unendlich kleine Zustandsänderung, dQ_1 denjenigen Teil dieser Wärmemenge, welcher zur äußeren Arbeitsleistung und dQ_2 denjenigen, welcher zur inneren Energieänderung verbraucht wird, so folgt

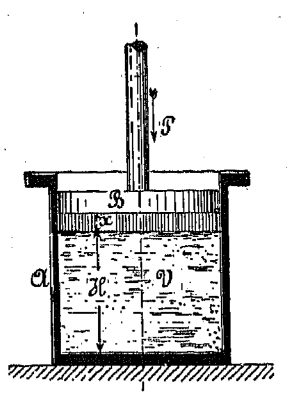
$$dQ = dQ_1 + dQ_2 . \tag{1}$$

Da nun eine Arbeitsleistung eines Gases, z. B. der Gewichtseinheit von bestimmtem Volumen v und bestimmtem Drucke p als eine Vergrößerung des Volumens um den Betrag dv anzusehen ist, weil nur bei einer Ausdehnung des Gases Arbeit geleistet werden kann, so ist der Betrag dieser Arbeit, dL, ausgedrückt durch die Gleichung $dL = p \cdot dv$ und die dieser Arbeit gleichwertige Wärme dQ_1:

$$dQ_1 = A \cdot dL = A \cdot p \cdot dv , \tag{2}$$

worin A nach der oben eingeführten Bezeichnung das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit bezeichnet. Die zweite Wärmemenge dQ_2 soll eine Änderung der inneren Energie oder inneren Arbeit zur Folge haben. Da die innere Arbeit jedoch nach einem von Joule gefundenen Gesetze lediglich mit der Temperatur

des Gases zu- oder abnimmt, so kann die Wärmemenge dQ_2 auch als diejenige Wärmemenge bezeichnet werden, welche lediglich auf Temperaturerhöhung verwandt wird. Da in den Wärmekraftmaschinen nur Gase oder Dämpfe als vermittelnde Körper Anwendung finden, so sollen die folgenden Entwickelungen für einen Vertreter derselben, die atmosphärische Luft, abgeleitet werden und später die gefundenen Gleichungen für andere Gase verallgemeinert werden.[1] Es sei A in Figur 1 ein oben offener Zylinder, dessen Grundfläche genau 1 qm betrage, was einem Durchmesser von rund 1,13 m entspricht. In demselben soll ein, als gewichtlos gedachter Kolben B luftdicht beweglich sein. Der Zylinder sei genau mit 1 kg Luft von 0° C ($t = 0°$, $T = 273°$) gefüllt, dann ist die Höhe H des Luftzylinders 0,773 m.[2] Der äußere Luftdruck, welcher auf den Kolben wirkt, beträgt 1 Atm. auf 1 qm oder 10333 kg/qm, mithin der Gesamtdruck P auch 10333 kg, da die Kolbenfläche $F = 1$ qm gesetzt wurde.



Figur 1.

Wird nun dieses Luftvolumen von 1 kg um 1° C erwärmt, so dehnt sich dasselbe um $\frac{1}{273}$ seines Volumens aus, so daß das neue Volumen $V_1 = V + \frac{V}{237}$ wird. Die bei dieser Ausdehnung unter konstantem, äußerem Druck geleistete Arbeit R besteht aber in der Hebung des Kolbens um den Weg x, so daß hierfür die Gleichung

$$R = P \cdot x$$

besteht. Die Volumvergrößerung durch die Erwärmung ist $V_1 - V = F \cdot x$, woraus, da $F = 1$ ist, folgt:

$$x = \frac{V_1 - V}{F} = \left[V + \frac{V}{273} - V\right] \cdot \frac{1}{F} = \frac{V}{273}.$$

Mithin ist

$$R = \frac{P \cdot V}{273} \text{ und, da } T_0 = 273 \text{ ist, } P \cdot V = R \cdot T_0 . \tag{3}$$

Setzt man hierin die Werte für P und V ein, so folgt

$$R = \frac{10333 \cdot 0{,}773}{273} = \mathbf{29{,}27} \text{ mkg}. \tag{3a}$$

Da für alle anderen Temperaturerhöhungen, z. B. von 100° auf 101°, der Ausdehnungskoeffizient nahezu derselbe bleibt,[3] so wird auch die bei der Ausdehnung unter konstantem Druck verrichtete Arbeit unabhängig von der Temperatur, bei welcher die Ausdehnung erfolgt, für jeden Grad Temperaturerhöhung innerhalb sehr weiter Grenzen dieselbe sein. Der Wert R ist also eine konstante Größe und bedeutet „diejenige Arbeit in mkg, welche 1 kg trockener[4]

---

[1] Nach d. Verf. „Gebläse", 3. Aufl., 1913, II. T., 1. Kap. u. folg. — [2] 1 cbm Luft von 0° wiegt bei einer Spannung von 1 Atm = 10333 kg/qm 1,2936 kg, daher ist das Volumen von 1 kg Luft $V = \frac{1}{1{,}2936} = 0{,}773$ cbm. Da nun die Grundfläche $F = 1$ qm ist, so ist, da $V = F \cdot H$ ist, $H = \frac{V}{F} = \frac{0{,}773}{1} = 0{,}773$ m. — [3] Für sehr verdünnte atmosphärische Luft ist nach Dronke der Ausdehnungskoeffizient $\alpha = \frac{1}{274{,}6}$. — [4] Für mittelfeuchte Luft ist R etwas größer, und zwar 29,38 mkg für 1 kg Luft.

atmosphärischer Luft bei konstantem Drucke bei seiner Ausdehnung infolge der Erwärmung um 1° C verrichtet". Die Zahl R heißt die REGNAULTsche Zahl oder REGNAULTsche Konstante.

Dividiert man den in Gleichung (2) enthaltenen Wert durch das mechanische Wärmeäquivalent $\frac{1}{A} = 427$ mkg, also $\frac{R}{\frac{1}{A}} = A \cdot R = q$, so erhält man diejenige von der Luft aufgenommene Wärmemenge q in W.E., welche lediglich zu ihrer Ausdehnung verbraucht wurde, während der Rest nur zur Temperaturerhöhung diente. In der Summe beider Wärmemengen erhält man dann die gesamte, dem 1 kg Luft zugeführte Wärmemenge oder die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck c_p,[1] während die nur zur Temperaturerhöhung verbrauchte Wärmemenge die spezifische Wärme bei konstantem Volumen c_v ist.

Man kann sich nämlich die Zustandsänderungen, welche durch die Erwärmung erfolgt sind, der Reihe nach in folgende Teile zerlegt denken.

1. Ein Teil der in den Zylinder eingeführten Wärme bewirkt die Erwärmung um 1° C bei konstantem, unverändertem Volumen; dann ist die hierzu benötigte Wärmemenge die spezifische Wärme bei konstantem Volumen $= c_v$.

2. Hierauf wird durch die noch weiter zugeführte Wärme das Volumen der Luft um $\frac{1}{273}$ vergrößert; die hierzu nötige Wärmemenge ist nach Obigem $= A \cdot R$, die gesamte, bei der Erwärmung unter konstantem Druck verbrauchte Wärme daher:

(4) $$c_p = c_v + A \cdot R\,,$$

woraus folgt

(5) $$A \cdot R = c_p - c_v \qquad \text{oder} \qquad R = \frac{1}{A}\,(c_p - c_v)\,.$$

R war berechnet zu 29,27 mkg, also ist

$$A \cdot R = 29{,}27\,\frac{1}{427} = 0{,}068548\,.$$

Die spezifische Wärme für 1 kg Luft bei konstantem Volumen ist aber durch Versuche zu

$$c_v = 0{,}16847 \text{ W.E.}$$

ermittelt, mithin

$$c_p = A \cdot R + c_v = 0{,}068548 + 0{,}16847 = 0{,}23702 \text{ W.E. für 1 kg Luft.}$$

Die zur Ausdehnung der Luft verbrauchte Wärmemenge läßt sich rückwärts wieder gewinnen, wenn man umgekehrt den Kolben im Zylinder A, Figur 1, wieder nach unten bewegt und hierdurch die Luft zusammendrückt. Bezeichnet man mit t' die Temperaturerhöhung nach beendigter Arbeitsverrichtung, so besteht die Gleichung:

$$A \cdot R = c_p - c_v = c_v \cdot t'\,,$$

worin $A \cdot R$ die im ersten Falle zur Arbeitsleistung verbrauchte Wärmemenge, $c_v \cdot t'$ die im zweiten Falle zur Erwärmung der Luft verbrauchte Arbeitsmenge bedeutet. Aus dieser Gleichung folgt:

$$\frac{c_p - c_v}{c_v} = t' \qquad \text{oder} \qquad \frac{c_p}{c_v} = 1 + t' = \varkappa\,.$$



[1] In neuerer Zeit ist die Schreibweise c_1 statt c_p und c statt c_v vielfach in Gebrauch gekommen, indessen behält Verfasser die ältere Schreibweise bei, welche sowohl ZEUNER in seiner Technischen Thermodynamik, als auch GRASHOF in seiner Theoretischen Maschinenlehre angewandt hat, da dieselbe vermöge der dem Buchstaben c angefügten Kennzeichen p und v wesentlich deutlicher als die neuere Bezeichnung ist.

Da nun $c_p = 0{,}23702$ und $c_v = 0{,}16847$ ist, so folgt:

(6) $$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{0{,}23702}{0{,}16847} = 1{,}4068\,,$$ [1]

also

$$t' = \varkappa - 1 = 0{,}4068^0\,\mathrm{C}\,,$$

d. h. die bei der Kompression eines kg trockener Luft von atmosphärischer Spannung um $\frac{1}{273}$ seines Volumens erfolgte Temperaturerhöhung beträgt $0{,}4068^0$ C und die hierbei erzeugte Wärmemenge ist gleich der zur Ausdehnung eines kg Luft bei 1^0 Temperaturerhöhung nötigen Wärmemenge.

Die obige Gleichung (3)

$$P \cdot V = R\,T_0$$

gilt aber ganz allgemein für jede Temperatur T, und lautet in der allgemeinsten Form:[2]

$$P \cdot v = R \cdot T$$

für das Volumen v von 1 kg des Gases, mithin für ein Gasgewicht G und ein entsprechendes Volumen V_n

(7) $$P_n \cdot V_n = G \cdot R \cdot T_n\,.$$

Hieraus folgt ferner

$$\frac{P_n \cdot V_n}{G \cdot T_n} = R = \text{Konstante}$$

und

(8) $$\frac{P_1 \cdot V_1}{G \cdot T_1} = \frac{P_2 \cdot V_2}{G \cdot T_2} = \frac{P_n \cdot V_n}{G \cdot T_n} = \text{Konstante} = R\,,$$

woraus weiter folgt:

(9) $$\frac{P_1 V_1}{P_n \cdot V_n} = \frac{T_1}{T_n} = \frac{a + t_1}{a + t_n}\,;$$

hierin ist $a = \frac{1}{\alpha}$ und α der Ausdehnungskoeffizient der Gase, also $\alpha = \frac{1}{273}$ und $a = 273$.

---

[1] Nach Wüllner ist $\varkappa$ (für 0^0) $= 1{,}40526$ aus der Schallgeschwindigkeit berechnet; nach Regnault ist $\varkappa$ (für 100^0) $= 1{,}40289$, nach Röntgen $\varkappa$ (für 18^0) $= 1{,}4053$, nach Regnault für 0^0 $c_v = 0{,}16902$ und $\varkappa = 1{,}40496$. Nach Landolt-Börnstein-Meyerhoffer, Physikal. chem. Tabellen, 1905, S. 407 ist $\varkappa = 1.40$. Für die nachfolgenden Berechnungen gibt jedoch der Wert $\varkappa = 1{,}41$ vollständig genügende Genauigkeit. Vergl. auch Zeuner, Techn. Thermodynamik, 1. S. 113. — [2] Für das Gramm-Molekül gilt die Gleichung:

$$p \cdot v = R_{\mathrm{Mol}}\,T\,,$$

worin v das Volumen des Gramm-Moleküls eines Gases darstellt und zwar unter dem Drucke p, bei der absoluten Temperatur T und bei 45^0 nördl. Breite im Meeresniveau. D. Berthelot setzt zur Berechnung

$$v = 22{,}412 \text{ Liter}$$
$$T_0 = 273{,}09^0$$
$$p = 1 \text{ Atm.} = 760 \text{ mm Quecksilber, woraus folgt}$$
$$R_{\mathrm{Mol}} = 0{,}08207.$$

Nernst gibt noch einige Umrechnungen; so ist $R_{\mathrm{Mol}} = 0{,}832 \cdot 10^8$ (bei Berechnung der Arbeit in Ergs); $= 0{,}0821$ (bei Berechnung der Arbeit in Liter-Atmosphären); $= 1{,}985$ (bei Berechnung der Arbeit in Gramm-Kalorien). (Nach Zeitsch. für Elektrochemie 1904. 10. S. 621—629.)

Das in dieser Gleichung enthaltene Gesetz ist das MARIOTTE-GAY-LUSSACsche Gesetz und gilt ganz allgemein für alle Gase. Bei Dämpfen ist dasselbe nicht mehr genau zutreffend und sind folgende Spezialfälle von besonderer Bedeutung.

Für überhitzten Wasserdampf ist $R = 46,83$ und $a = \frac{1}{\alpha} = 263$ zu setzen. Nach ZEUNER ist die Gleichung zu verwenden

$$P \cdot V = 50,9 \cdot T - 192,5 \sqrt[4]{P}.$$

Für überhitzten Ammoniakdampf gilt die Gleichung:

$$P \cdot V = 52,642 \cdot T - 29,783 \,.\, P^{0,3655}.$$

Die Werte von R und $\varkappa$ für verschiedene Gase sind aus der nachstehenden Tabelle ersichtlich. Beachtenswert ist hierbei, daß der Wert von R dem Molekulargewicht M des betreffenden Gases umgekehrt proportional ist und ganz allgemein die Gleichung besteht:

$$R = \frac{848}{M}. \tag{10}$$

Tabelle für vollkommene Gase.[1]

Name	Zeichen	Atomzahl	Molekulargewicht M angenähert	Molekulargewicht M genau für $O_2 = 32$	R	c_p bezg. auf 1 kg	c_v bezg. auf 1 kg	C_p bezg. a. 1 cbm bei 15° und 1 atm	C_v bezg. a. 1 cbm bei 15° und 1 atm	$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v}$
Wasserstoff	H_2	2	2	2,016	420,6	3,405	2,422	0,282	0,200	1,407
Sauerstoff	O_2	2	32	32,00	26,5	0,218	0,156	0,286	0,204	1,400
Stickstoff	N_2	2	28	28,02	30,26	0,249	0,172	0,286	0,204	1,400
Kohlenoxyd	CO	2	28	28.00	30,29	0,250	0,179	0.287	0,205	1,398
Stickoxyd	NO	2	30	30,01	28,26	0,231	0,165	0,284	0,203	1,400
Chlorwasserstoff	ClH	2	36,5	36,47	23,25	0,191	0,136	0.285	0,204	1,400
Luft (rein u. trocken)	—	—	29	—	29,27	0,240	0,172	0,286	0,204	1,400
Wasserdampf	H_2O	3	18	18,02	47,06	0,500	0,390	0,37	0,28	1,28
Kohlensäure	CO_2	3	44	44,00	19,27	0,210	0,165	0,38	0,30	1,28
Schweflige Säure	SO_2	3	64	64,07	13,24	0,154	0,123	0,40	0,32	1,25
Stickoxydul	N_2O	3	44	44,02	19,26	0,210	0,170	0,38	0,30	1,27
Ammoniak	NH_3	4	17	17,03	49,79	0,53	0,41	0,37	0,285	1,29
Azetylen	C_2H_2	4	26	26,02	32,59	(0,37)	(0,29)	(0,39)	(0,31)	1,26
Methan	CH_4	5	16	16,03	52,90	0,59	0,46	0,39	0,30	1,28
Äthylen	C_2H_4	6	28	28,03	30,25	0,40	0,32	0,46	0,37	1,25

Als Spezialfälle des MARIOTTE-GAY-LUSSACschen Gesetzes können die folgenden Fälle angesehen werden, welche sich leicht aus den Gleichungen (7)—(9) ergeben.

1. Der Druck bleibe fortwährend konstant.

Dann ist $P_0 = P_1 = P_x =$ konstant und

$$\frac{V_1 \cdot p_1}{T_1} = \frac{V_2 \cdot p_1}{T_2} = \frac{V_x \cdot p_1}{T_x} = R = \text{Konstante},$$

also

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad \text{oder} \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \tag{11}$$

[1] Hütten-Taschenbuch. 23. Aufl. 1919. Berlin, Ernst & Sohn. 1. S. 398.

und

$$V_1 = \frac{T_1 \cdot R}{p_1}, \quad V_2 = \frac{T_2 \cdot R}{p_1},$$

also auch

(11a) $$V_2 - V_1 = (T_2 - T_1) \cdot \frac{R}{p_1}$$

und

(11b) $$\frac{V_2 - V_1}{T_2 - T_1} = \frac{R}{p_1} = \text{konst.},$$

d. h. bei konstantem Druck verhalten sich die Volumina wie die Temperaturen, und die Volumvergrößerung oder -verkleinerung ist der Temperaturzu- oder -abnahme direkt proportional.

2. Die Temperatur bleibe konstant, isothermische Zustandsänderung. Dann ist $T_0 = T_1 = T_x$, und

$$\frac{V_1 \cdot p_1}{T_1} = \frac{V_2 \cdot p_2}{T_1} = \frac{V_x \cdot p_x}{T_1},$$

also

(12) $$V_1 \cdot p_1 = V_2 \cdot p_2 = V_x \cdot p_x = RT = \text{konst.}$$

d. h. bei konstanter Temperatur sind die Produkte aus Druck und Volumen auch konstant.

3. Das Volumen bleibe konstant.
Dann ist $V_0 = V_1 = V_x$ und

$$\frac{V_1 \cdot p_1}{T_1} = \frac{V_1 \cdot p_2}{T_2} = \frac{V_1 \cdot p_x}{T_x} = R,$$

also

(12a) $$p_1 : p_2 : p_x = T_1 : T_2 : T_x$$

und

$$p_1 = \frac{T_1 \cdot R}{V_1}, \quad p_2 = \frac{T_2 \cdot R}{V_1},$$

also auch

(12b) $$p_2 - p_1 = (T_2 - T_1) \frac{R}{V_1},$$

oder

(12c) $$\frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1} = \frac{R}{V_1},$$

d. h. bei konstantem Volumen verhalten sich die Drücke genau wie die Temperaturen oder die Druckzu- oder -abnahmen sind den Temperaturzu- oder -abnahmen direkt proportional.

Die in Gleichung (4) ausgedrückte Beziehung, daß die einem kg zugeführte Wärme, c_p, zur Temperaturerhöhung bei konstantem Volumen, (c_v) und zur Ausdehnung bei konstantem Drucke verbraucht wird, ist nur ein Spezialfall der ersten Hauptgleichung $dQ = dQ_1 + dQ_2$. Letztere läßt sich somit auch schreiben:

(13) $$dQ = c_v \cdot dT + A \cdot p \cdot dv.$$

Da jedoch die Temperaturerhöhung bei konstantem Volumen hier lediglich eine Vergrößerung der inneren Energie oder inneren Arbeit U zur Folge hat, so ergibt sich auch

(14) $$dQ = dU + A \cdot p \cdot dv,$$

und

$$(15)\quad \begin{cases} Q = \int dQ = \int_{U_1}^{U_2} dU + A\int_{V_1}^{V_2} p\cdot dv = c_v\int_{T_1}^{T_2} dT + A\cdot\int_{V_1}^{V_2} p\cdot dv = c_v(T_2 - T_1) \\ \qquad + A\int_{V_1}^{V_2} p\cdot dv\,, \end{cases}$$

oder, wenn man den Anfangszustand der inneren Arbeit mit U_1 und den Endzustand mit U_2 bezeichnet:

$$(16)\qquad Q = U_2 - U_1 + A\int_{V_1}^{V_2} p\cdot dv\,.$$

Hieraus folgt ohne weiteres, daß nur durch den Verbrauch einer bestimmten Wärmemenge eine Änderung der inneren Arbeit und eine äußere Arbeitsleistung möglich ist. Für $Q = 0$, also wenn von außen keine Wärme zugeführt wird, welche Zustandsänderung die adiabatische genannt wird, ergibt sich aus Gleichung (16)

$$U_2 - U_1 = -A\int_{V_1}^{V_2} p\,dv$$

oder

$$A\cdot\int_{V_1}^{V_2} p\,dv = U_1 - U_2\,,$$

d. h. die äußere Arbeit wird in diesem Falle nur auf Kosten der inneren Arbeit gewonnen, aber auch hier stehen beide in der völlig bestimmten Wechselbeziehung, daß dem Verlust an innerer Arbeit oder der Temperaturerniedrigung eine bestimmte, wiedergewonnene äußere Arbeit entspricht. Bei unveränderter innerer Arbeit oder konstanter Temperatur kann daher auch in diesem Spezialfalle keine äußere Arbeit geleistet und gewonnen werden. Man kommt somit zu dem allgemeinen Satze, dem ersten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie, welcher von J. Rob. Mayer zuerst aufgestellt ist. Clausius[1] drückt denselben folgendermaßen aus: „In allen Fällen, wo durch Wärme Arbeit entsteht, wird eine der erzeugten Arbeit proportionale Wärmemenge verbraucht, und umgekehrt kann durch Verbrauch einer ebenso großen Arbeit dieselbe Wärmemenge erzeugt werden."

Neben dem ersten Hauptsatze ist für die mechanische Wärmetheorie grundlegend der zweite Hauptsatz, welcher in verschiedenen Formen ausgesprochen worden ist. Die gebräuchlichste Fassung desselben ist die, daß aus einem Körper, dessen Temperatur in allen Teilen konstant ist, keine mechanische Arbeit gewonnen werden kann, wobei vorausgesetzt ist, daß der Körper nicht selbst infolge seines mechanischen oder chemischen Zustandes Arbeit leisten kann.

Zeuner hat, unter Anlehnung an die Analogie der Wasserkraft, die sehr klare, leicht verständliche Ausdrucksweise gebraucht, daß ohne ein Temperaturgefälle eine Arbeitsleistung einer Wärmekraftmaschine unmöglich ist, während Clausius dem zweiten Hauptsatze den Wortlaut gegeben hat, „die Wärme kann nicht von selbst von einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen".[2]

Zur Ableitung der mathematischen Gleichung, durch welche dieser Satz gewöhnlich ausgedrückt wird, sei das von Clausius[3] angegebene Verfahren befolgt.

[1] R. Clausius, Die mechan. Wärmetheorie. 3. Aufl. Braunschweig. 1887. 1. S. 24. — [2] R. Clausius, a. a. O. S. 81. — [3] R. Clausius, a. a. O. S. 85. § 7.

Werden mit T_1 und T_2 die Anfangs- und Endtemperatur einer Zustandsänderung, Q_1 und Q_2 die Wärmemenge bezeichnet, welche der Körper bei der Zustandsänderung aufnimmt bzw. nach beendetem Prozeß an seine Umgebung abgegeben hat, so ergibt sich nach gewissen, hier nicht wiedergegebenen fundamentalen Berechnungen von CLAUSIUS aus dem obigen zweiten Hauptsatze für einen beliebigen Prozeß, welcher als ein vollkommen umkehrbarer angesehen werden soll, die einfache Beziehung, daß sich die Wärmemengen wie die Temperaturen verhalten, oder

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

also auch

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \text{ und } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0. \tag{17}$$

CLAUSIUS nennt nun aber die abgegebene Wärmemenge Q_2 auch eine aufgenommene, nur muß dann Q_2 mit dem negativen Zeichen in Rechnung gesetzt werden. „Es ist nämlich für die Rechnung bequemer, immer nur von aufgenommener Wärme zu sprechen, und abgegebene Wärmemengen als aufgenommene, negative Wärmemengen zu betrachten. Wenn wir demgemäß sagen, der veränderliche Körper habe während des Kreisprozesses die Wärmemengen Q_1 und Q_2 aufgenommen, so müssen wir unter Q_2 eine negative Größe verstehen, nämlich die Größe, welche bisher durch $-Q_2$ dargestellt wurde." Dadurch geht die vorstehende Gleichung über in die folgende:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Handelt es sich jedoch bei dem Prozeß nicht nur um zwei Temperaturen T_1, T_2, sondern um deren mehrere, so gilt die allgemeine Gleichung:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_3}{T_3} + \ldots \frac{Q_n}{T_n} = 0, \tag{18}$$

oder

$$\sum\left(\frac{Q}{T}\right) = 0. \tag{19}$$

Für umkehrbare Kreisprozesse schreibt CLAUSIUS diese Gleichung:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0 \tag{20}$$

und kleidet sie in die Worte:[1]

„Wenn bei einem umkehrbaren Kreisprozesse jedes von dem veränderlichen Körper aufgenommene (positive oder negative) Wärmeelement durch die absolute Aufnahmetemperatur dividiert, und der so entstandene Differentialausdruck für den ganzen Verlauf des Kreisprozesses integriert wird, so hat das Integral den Wert Null."

Ist aber das Integral gleich Null, so muß der Ausdruck $\frac{dQ}{T}$ das vollständige Differential einer Größe sein, welche nur von dem augenblicklichen Zustande des Körpers, nicht aber von dem Wege abhängig ist, auf welchem der Körper in diesen Zustand gelangt ist.

[1] R. CLAUSIUS a. a. O. S. 93.

Wird diese Größe mit S bezeichnet, so folgt

$$\frac{dQ}{T} = dS$$

und

(21) $$dQ = T \cdot dS\,.$$

Da nun nach Gleichung (14)

$$dQ = dU + A \cdot p \cdot dv$$

ist, so folgt auch

$$T \cdot dS = dU + A \cdot p \cdot dv\,.$$

Die Größe S heißt nach CLAUSIUS[1] die Entropie eines Körpers. Von BOLTZMANN rührt die sehr beachtenswerte Deutung der „Entropie" als Maß der Unordnung der Bewegungen in einem System von Massenpunkten her, wodurch auf diesen, dem Verständnis vermöge seiner Unanschaulichkeit so schwer zugänglichen Begriff ein helles Licht geworfen wurde.[2]

Man hat somit die folgenden beiden Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie als Grundlage für alle weiteren Entwickelungen ermittelt, welche den analytischen Ausdruck für die beiden Hauptsätze der Wärmelehre bilden:

(22) $$\text{I.}\quad dQ = dU + A \cdot p \cdot dv = dU + dW\,,$$

worin W die in äußere Arbeit umgesetzte Wärme bezeichnet und aus der Gleichung sich ergibt:

$$W = \int A \cdot p dv = A \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dv\,.$$

und

(23) $$\text{II.}\quad dQ = T \cdot dS\,,\quad \text{bzw.}\quad \int \frac{dQ}{T} = \int dS = O\,.$$

§ 2. Folgerungen aus den beiden Hauptgleichungen.

Nimmt man wieder, wie oben als Repräsentant für ein vollkommenes Gas die atmosphärische Luft an, und versteht nun speziell unter Q die gesamte, bei der Erwärmung um $T_2 - T_1$ Grad zugeführte Wärme für 1 kg Luft, unter Q_1 den hiervon auf die bloße Temperaturerhöhung entfallenden Teil, unter Q_2 den zur Leistung der äußeren Arbeit verbrauchten Teil, so ist unter Berücksichtigung von Gleichung (7) und (22), I).

(24) $$\left\{\begin{aligned} Q &= c_v \cdot (T_2 - T_1) + A \cdot R \cdot (T_2 - T_1) \\ &= c_v \cdot T_2 - c_v \cdot T_1 + A \cdot L = (U_2 - U_1) + A \cdot L\,. \end{aligned}\right.$$

Da nun $T_1 = \frac{p_1 V_1}{R}$ und $T_2 = \frac{p_2 V_2}{R}$ ist, so läßt sich die vorstehende Gleichung auch schreiben:

$$Q = \frac{c_v}{R} \cdot (p_2 V_2 - p_1 V_1) + A \cdot (p_2 V_2 - p_1 V_1) = \left(A + \frac{c_v}{R}\right) \cdot (p_2 V_2 - p_1 V_1)\,,$$

also nach Gleichung (4)

(25) $$Q = \frac{c_p}{R} \cdot (p_2 V_2 - p_1 V_1)\,.$$

---

[1] a. a. O. S. 111. Hergeleitet von dem griechischen Worte τροπή, „Verwandlung", daher auch die Bezeichnung „Verwandlungswert". H. HELMHOLTZ nennt S die „Kapazität für latente Wärme". Vergl. Biographie v. HELMHOLTZ von L. KÖNIGSBERGER, II, S. 368. — [2] LORENZ, Abriß der geschichtlichen Entwickelung der Wärmelehre, Ztschr. f. gesamte Kälteindustrie. 1904. Heft 8. S. 144.

Hieraus lassen sich folgende Spezialfälle ableiten:

1. Zustandsänderung bei konstantem Drucke. Die Erwärmung bewirkt eine Vergrößerung des Volumens und der Temperatur.

$$p_1 = p_2 = p_n = \text{Konst.}$$

Dann gelten für 1 kg Luft folgende Gleichungen:

$$(26) \qquad Q = c_p (T_2 - T_1) = c_p \cdot \left(\frac{p_1 V_2}{R} - \frac{p_1 V_1}{R}\right) = \frac{c_p p_1}{R} (V_2 - V_1) .$$

Die äußere Arbeit ist dann

$$(27) \qquad L = R \cdot (T_2 - T_1) ,$$

die entsprechende Wärmemenge

$$(27) \qquad Q_2 = A \cdot R (T_2 - T_1) ,$$

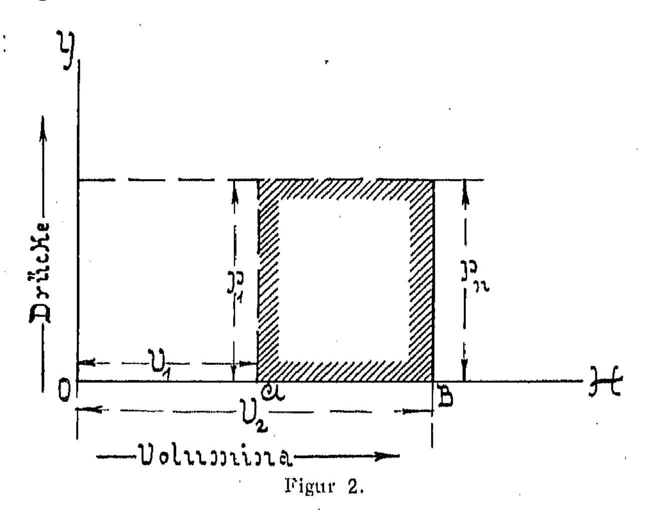
die innere Arbeit

$$(28) \qquad U_2 - U_1 = \frac{c_v}{A} (T_2 - T_1) ,$$

die entsprechende Wärmemenge

$$(28) \qquad Q_1 = A (U_2 - U_1) = c_v (T_2 - T_1) .$$

Diese Zustandsänderung ist in Figur 2 graphisch dargestellt, wobei die Volumina als Abszissen, die Drücke als Ordinaten aufgetragen sind. Das Anfangsvolumen ist V_1, das Endvolumen V_2, also $V_2 - V_1$ die Volumzunahme. Die



Figur 2.

Rechteckfläche über AB stellt somit die äußere Arbeit bei der Ausdehnung bei konstantem Drucke dar.

2. Zustandsänderung bei konstantem Volumen. Die Erwärmung bewirkt eine Vergrößerung des Druckes und der Temperatur. Die gesamte Wärmezufuhr wird also nur zur Vergrößerung der inneren Arbeit U verbraucht.

$$V_1 = V_2 = V_n = \text{Konst.}$$

Dann ist, gleichfalls für 1 kg Luft:

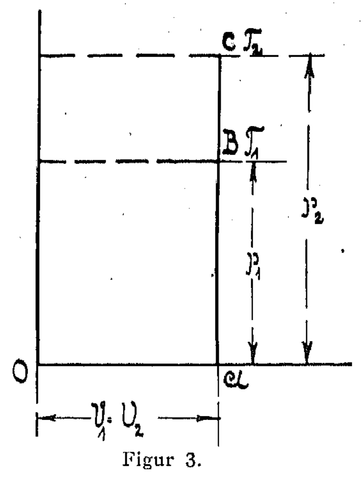
$$(29) \qquad Q = c_v (T_2 - T_1) = \frac{c_v}{R} \cdot V_1 (p_2 - p_1)$$

Die äußere Arbeit L ist gleich Null, weil keine Ausdehnung der Luft stattfindet, die Vermehrung der inneren Arbeit

$$U_2 - U_1 = \frac{Q}{A} \cdot \tag{30}$$

In Figur 3 wird somit die Änderung sich nur als Drucksteigerung bei konstantem Volum darstellen, wodurch bei konstantem Volumen $OA = V_1$ der Druck von $AB = p_1$ auf $AC = p_2$ steigt.

3. Zustandsänderung bei konstanter (absoluter) Temperatur oder isothermisch. Die Wärmezufuhr wird, da eine Vermehrung der inneren Arbeit U bei isothermischer Zustandsänderung eines idealen Gases nicht stattfinden, also U konstant bleiben soll, nur zur Vermehrung der äußeren Arbeit verwandt.



Figur 3.

In der Hauptformel

$$dQ = dU + A \cdot dL$$

ist somit

$$dU = 0 \,,$$

mithin ist

$$dQ = A \cdot dL$$

und

$$Q = A \int dL = A \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv \,.$$

Da $dU = 0$, also U unverändert oder gleichbleibend ist, heißt diese Zustandsänderung auch isodynamische Zustandsänderung (mit unveränderlicher oder konstanter innerer Arbeit).

Es folgt somit

$$T_1 = T_2 = T_n = \text{konstant}$$

$$U_2 = U_1 \,, \quad \text{und} \quad \int_{v_1}^{v_2} dU = U_2 - U_1 = 0$$

und

$$A dL = A \cdot p \cdot dv \,.$$

Aus der Gleichung $p \cdot v = RT$ folgt nun

$$p = \frac{R \cdot T}{v}$$

und daher

$$dL = RT \cdot \frac{dv}{v} \,,$$

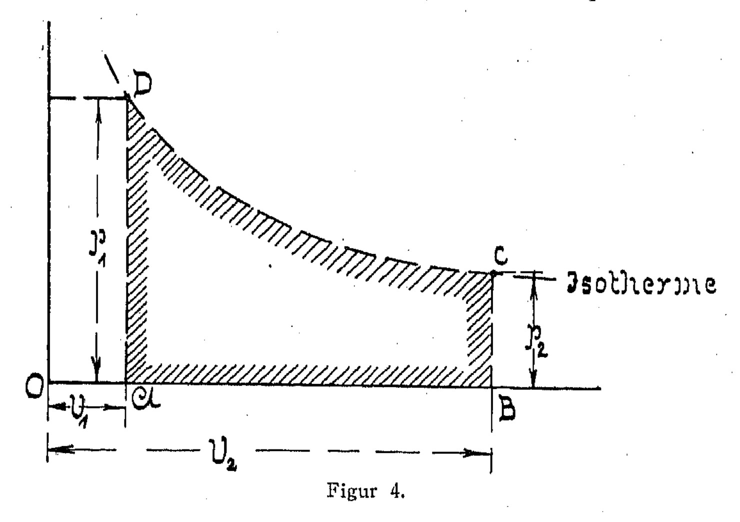
also

$$L = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \,,$$

also

$$Q = AL = ATR \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \cdot$$

In Figur 4 ist diese Zustandsänderung durch die Fläche $ADCB$ repräsentiert. Die Kurve DC ist die Isotherme für die Temperatur T.



Figur 4.

4. Zustandsänderung ohne äußere Wärmezu- oder -abfuhr oder adiabatische Zustandsänderung.

Aus der II. Hauptgleichung folgt sofort, da die Wärmezufuhr, $dQ = 0$ sein soll, $dQ = T \cdot dS = 0$, daß auch eine Änderung der Entropie nicht stattfinden kann, also

$$\int T dS = \text{konst.}$$

sein muß.

Diese Zustandsänderung heißt daher auch isentropische Zustandsänderung.

Aus der I. Hauptgleichung ergibt sich folgendes. Da

$$dQ = dU + A dL = 0$$

ist, so muß

$$dU = -A dL$$

oder

$$dL = -\frac{dU}{A} = -\frac{c_v \cdot dT}{A}$$

sein, d. h. die äußere Arbeit dL wird nur durch eine Veränderung (Verringerung) der inneren Arbeit, gewonnen, oder die Arbeitsleistung geschieht auf Kosten der inneren Arbeit, oder was hier dasselbe sagen will, auf Kosten der Temperatur. Mit einem solchen Arbeitsgewinn durch adiabatische Ausdehnung eines Gases ist eine Temperaturabnahme und umgekehrt: mit einer Temperaturzunahme durch adiabatische Kompression eines Gases ist ein Arbeitsverlust verbunden.

Aus der I. Hauptgleichung folgte oben

$$c_v dT = -A p \cdot dv,$$

oder da nach (3)

$$pv = RT \quad \text{und} \quad p = \frac{RT}{v}$$

ist,

$$c_v dT = -A \cdot RT \cdot \frac{dv}{v},$$

also

$$c_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = -AR \int_{v_1}^{v_2} \cdot \frac{dv}{v},$$

mithin

$$c_v \cdot [\ln T_2 - \ln T_1] = -AR\,[\ln v_2 - \ln v_1]$$

oder

$$c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = -AR \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{AR}{c_v} \ln \frac{v_1}{v_2}.$$

Nun ist aber nach (5)

$$AR = c_p - c_v = \varkappa \cdot c_v - c_v = (\varkappa - 1) \cdot c_v,$$

also

$$\frac{AR}{c_v} = \varkappa - 1,$$

folglich

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = (\varkappa - 1) \cdot \ln \frac{v_1}{v_2},$$

und daher

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa - 1}. \tag{31}$$

Aus der Gleichung (3) folgt ferner durch Differentieren:

$$p\,dv + v\,dp = R\,dT.$$

Man kann also auch schreiben:

$$c_v \cdot dT = \frac{p\,dv + v\,dp}{R} \cdot c_v.$$

Die I. Hauptgleichung in der obigen adiabatischen Form lautet also dann

$$c_v \frac{p\,dv + v\,dp}{R} = -A\,p\,dv.$$

In Kombination mit Gleichung (5) ergibt sich hieraus durch Eliminieren von AR und Integration das sogenannte Poissonsche oder potenzierte Mariottesche Gesetz für die adiabatische Druck- und Volumbeziehung

$$p_1 v_1^{\varkappa} = p_2 v_2^{\varkappa}.$$

Aus diesem und der Zustandsgleichung

$$p_1 v_1 = R T_1 \quad \text{und} \quad p_2 v_2 = R T_2$$

und Gleichung (31) folgt somit endlich

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}. \tag{32}$$

Aus der Hauptgleichung I. folgt ferner

$$A \cdot L = -(U_2 - U_1) = U_1 - U_2 = c_v (T_1 - T_2),$$

also

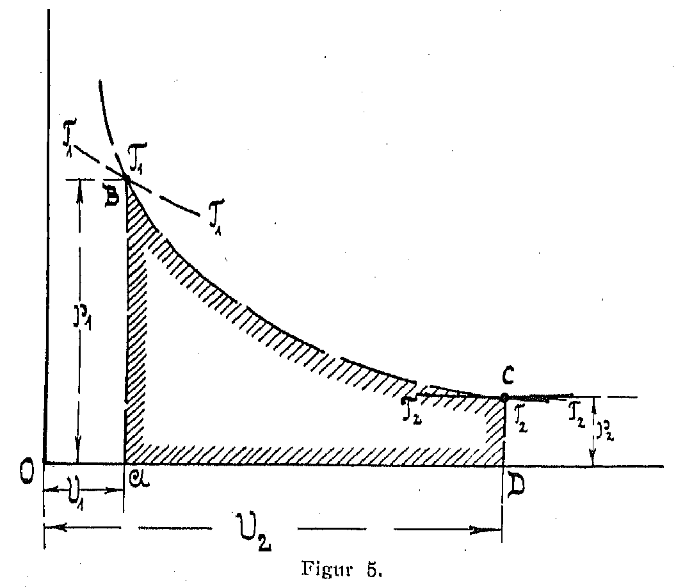
$$L = \frac{c_v}{A} \cdot (T_1 - T_2) = \frac{R}{\varkappa - 1} (T_1 - T_2)$$

und da

$$R = \frac{p_1 v_1}{T_1}$$

ist,

$$(33)\quad \begin{cases} L = \dfrac{p_1 v_1}{\varkappa - 1}\left(\dfrac{T_1 - T_2}{T_1}\right) = \dfrac{p_1 v_1}{\varkappa - 1}\left(1 - \dfrac{T_2}{T_1}\right) \\ \quad = \dfrac{p_1 v_1}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\dfrac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa - 1}\right] \\ \quad = \dfrac{p_1 v_1}{\varkappa - 1}\left[1 - \left(\dfrac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right]. \end{cases}$$



Figur 5.

Hieraus ergibt sich also die von **1 kg** eines Gases (Luft oder dergl.) entsprechend der Temperaturänderung $T_2 - T_1$ adiabatisch verrichtete oder (bei Kompression) verbrauchte, äußere Arbeit L in mkg, worin v_1 das Volumen eines kg dieses Gases bezeichnet und p_1 den Druck in kg/qm, falls v_1 in cbm angegeben wird.

Graphisch läßt sich diese Zustandsänderung genau ebenso wie die isothermische Zustandsänderung darstellen, wie es in Figur 5 geschehen ist.

Die Kurve BC stellt die adiabatische oder isentropische Zustandsänderung dar, wobei der Körper, infolge der Abnahme seiner inneren Arbeit, von der Temperatur T_1 auf T_2 sinkt, die adiabatische Kurve verläuft also stets zwischen zwei Isothermen, derjenigen von T_1 und derjenigen von T_2, und ist steiler als beide Kurven, da sie andernfalls mit einer der beiden Kurven zusammenfallen müßte, woraus folgt, daß sich bei ihr die Druckänderung mit zunehmendem Volumen rascher als bei der Isotherme vollziehen muß, was ja auch ohne weiteres aus den Gleichungen der beiden Zustandsänderungen

$$p \cdot v = \text{konst. bei der Isotherme}$$

und

$$p \cdot v^{\varkappa} = \text{konst. bei der Isentrope, da } \varkappa > 1 \text{ ist,}$$

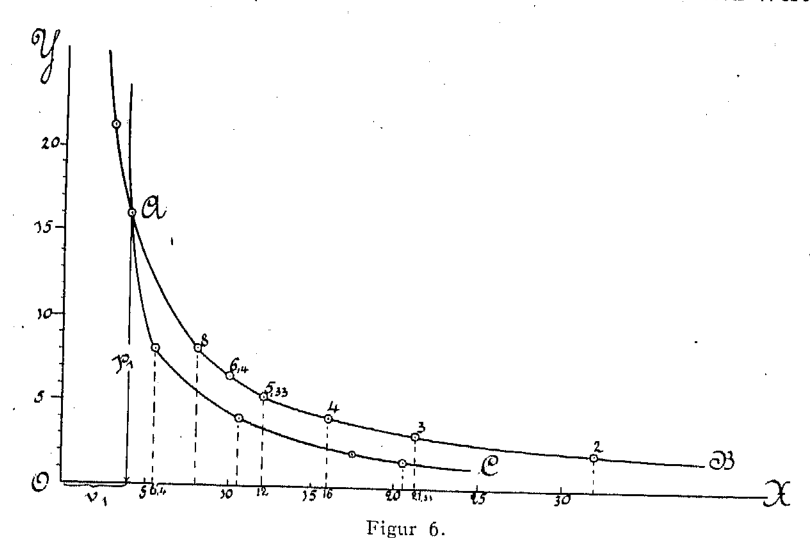
ergibt.

Im ersten Falle wird z. B. bei der Ausdehnung des Volumens auf das Doppelte bzw. Dreifache der Druck ½ bzw. ⅓ des Anfangsdruckes, während im zweiten Falle aus der Beziehung

$$v^{\varkappa} = \frac{C}{p} \quad \text{und} \quad v = \left(\frac{C}{p}\right)^{\frac{1}{\varkappa}} = \frac{C_{\varkappa}}{p^{\frac{1}{\varkappa}}} = \frac{C_1}{p^{\frac{1}{\varkappa}}}$$

folgt, daß bei doppeltem und dreifachem Volumen der Druck kleiner als ½ bzw. ⅓ des Anfangsdruckes wird.

In Figur 6 sind mit AB und AC diese beiden, von derselben Temperatur T ausgehenden Kurven dargestellt, letztere für den Exponenten $\varkappa = 1{,}41$ (atmosphärische Luft). In der folgenden Tabelle sind die verschiedenen Werte für



Figur 6.

einen Anfangszustand $p_1 \cdot v_1 = 64$, oder $p_1 = 16$, $v = 4$ enthalten. Dieselbe zeigt ebenso wie der Vergleich der beiden Kurven den Unterschied in den Druck- und Volumverhältnissen bei beiden Zustandsänderungen sehr deutlich.

Während bei der Isotherme AB der Druckstufe ¼ das vierfache Volumen und bei derjenigen $^1/_{10}$ das Zehnfache des Volumens entspricht, ist bei der Adiabate AC im ersten Falle das Volumverhältnis nur 2,67fach und im letzteren nur 5,12fach, also nahezu nur die Hälfte wie bei der Isotherme.

Tabelle.

Anfangszustand: $p_1 = 16$ kg/qcm, $v_1 = 4$ cbm.

1.	$\frac{p_1}{p_2} = 2$	3	4	6	8	10	
2.	$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{10}$	
3.	$p_2 = 8$	5,33	4	2,66	2	1,6	kg/qcm
4.	$\frac{v_2}{v_1} = 2$	3	4	6	8	10	Isotherme
5.	$v_2 = 8$	12	16	24	32	40	cbcm, Isotherme
6.	$\frac{v_2}{v_1} = 1{,}6$	2,18	2,67	3,56	4,37	5,12	Adiabate, Isentrope cbcm
7.	$v_2 = 6{,}4$	8,72	10,68	15,24	17,48	20,48	

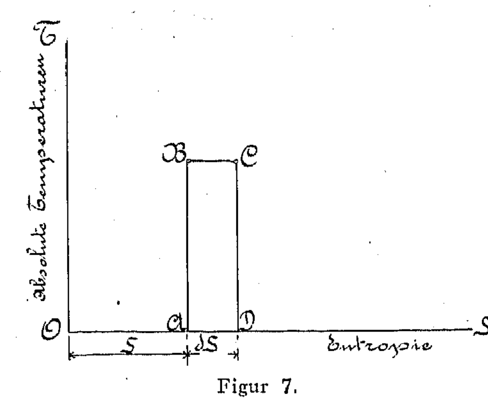
5. Zustandsänderung nach dem Temperatur-Entropiediagramm.

Während bei den bisher behandelten Zustandsänderungen stets das Verhalten der Drücke und Volumina zueinander, also die Funktion $p = f(v)$ graphisch dargestellt war, läßt sich auch ein Diagramm mit Vorteil benutzen, in welchem die Funktion des zweiten Hauptsatzes zur Darstellung gelangt, also $T = f(S)$. In demselben werden daher, — genau wie bei den früheren Diagrammen die Drücke — die Temperaturen als Ordinaten und — wie bei den früheren Diagrammen die Volumina — die Entropien als Abszissen angenommen.

In Figur 7 ist zunächst ein solches Diagramm für den Fall der isothermischen Zustandsänderungen dargestellt. Da hierbei T konstant bleibt, so wird die obere Begrenzungslinie BC des Diagramms eine, zur Abszissenachse parallele sein, und die Fläche $ABCD$ die Größe der Wärmezufuhr dQ bei der Zustandsänderung repräsentieren, da

$$\frac{dQ}{T} = dS, \quad \text{also} \quad T \cdot dS = dQ$$

ist, TdS aber die Fläche $ABCD$ darstellt.



Figur 7.

Im Druckvolumdiagramm, auch Arbeitsdiagramm genannt, würde dieselbe Fläche eine Arbeitsleistung $dL = p \cdot dv$ darstellen, und, da bei einem idealen Gase $A \cdot dL = A \cdot p \cdot dv = dQ$ ist, so kann man die Analogie beider Diagramme dahin präzisieren, daß das unendlich kleine Flächenteilchen $T \cdot dS$ des Entropiediagramms dem Wärmewert des unendlich kleinen Flächenteilchens — $A \cdot pdv$ in W.E. — des Druckvolumdiagramms oder Arbeitsdiagramms entspricht.

Die isentropische oder adiabatische Zustandsänderung wird sich in dieser Darstellung als eine zur Ordinatenachse parallele Linie darstellen (ähnlich Figur 2, Zustandsänderung im Druck-Volum-Diagramm bei konstantem Volumen).

Für die Zustandsänderungen bei konstantem Druck und konstantem Volumen ergeben sich folgende Gleichungen.

Nach Gleichung (26) war zunächst für konstanten Druck

$$Q = c_p (T_2 - T_1)$$

oder

$$dQ = c_p \cdot dT.$$

Nach der II. Hauptgleichung ist aber dQ auch $= T \cdot dS$, folglich

$$c_p \cdot dT = T \cdot dS$$

und

$$dS = c_p \cdot \frac{dT}{T},$$

also

$$S_2 - S_1 = c_p \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \tag{34}$$

Da die Temperatur sich während der Zustandsänderung von T_2 auf T_1 ändert, so wird die Begrenzungslinie des Diagramms eine Kurve sein und zwar

nach der Funktion der Gleichung (34) eine logarithmische Kurve. Figur 8 stellt die Zustandsänderung dar. Die Fläche $ABCD$ repräsentiert die gesamte Entropiezunahme $S_2 - S_1$ zwischen den Temperaturen T_2 und T_1.

Für konstantes Volumen folgt aus Gleichung (29)

$$Q = c^v (T_2 - T_1)$$

oder

$$dQ = c_v dT \,,$$

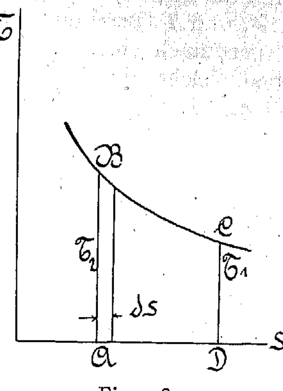
also ebenso wie oben

$$T \cdot dS = c_v \cdot dT \,,$$

$$dS = c_v \frac{dT}{T}$$

und

$$(35) \qquad S_2 - S_1 = c_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \,.$$



Figur 8.

Die S-Funktion unterscheidet sich also hier von derjenigen bei konstantem Druck nur durch den konstanten Wert der spezifischen Wärme c_v, ihre Form wird daher dieselbe wie bei der Zustandsänderung bei konstantem Drucke sein, und das Diagramm ebenfalls durch eine logarithmische Linie begrenzt sein wie in Figur 8.

Die vorstehenden Kurven und Diagramme (Entropiediagramme) veranschaulichen somit in sehr einfacher Weise die Verhältnisse zwischen den Temperaturen und zugehörigen Entropien und sind für viele Zwecke den Druckvolum- oder Arbeitsdiagrammen vorzuziehen.

§ 3. Von den Kreisprozessen in den Wärmekraftmaschinen und ihren Wirkungsgraden.

Bei allen Wärmekraftmaschinen — mit Ausnahme der Dampf- und Gasturbinen — wird in einem geschlossenen Zylinder eine bestimmte Gas- (oder Dampf)-menge durch Wärmezufuhr zur Ausdehnung gebracht, wobei sich ein, in dem Zylinder gasdicht angeordneter, scheibenförmiger Körper, ein Kolben, fortbewegt und hierbei eine bestimmte, nach außen durch eine Kolbenstange abgegebene Arbeit leistet. Das eingeschlossene Gas- oder Dampfvolumen wird hierbei einer Änderung seines physikalischen (in einzelnen Fällen auch seines chemischen) Zustandes unterworfen, welche Änderung — Zustandsänderung — also im allgemeinen eine Änderung seines Druckes, seiner Temperatur und seines Volumens zur Folge hat oder bedingt.

Ist der Kolben in seiner äußersten Stellung angelangt, so muß er, damit eine neue Arbeitsleistung vollführt werden kann, in seine Anfangsstellung zurückgeführt werden. Es wird hierbei also eine Wiederverkleinerung des Volumens auf das anfängliche Volumen und eine Änderung des Druckes und der Temperatur erfolgen müssen.

Der im Zylinder enthaltene Körper, welcher dieser Aufeinanderfolge von Zustandsänderungen ausgesetzt war, heißt der **vermittelnde Körper**. Derselbe durchläuft somit bei dem Hin- und Rückgang des Kolbens eine Reihe von Zuständen.

Denkt man sich zunächst einmal die Zustandsänderungen beim Rückgange des Kolbens zeitlich und räumlich genau gleich jenen, welche er beim Hingange

durchgemacht hatte, so würde er genau in denselben Anfangszustand zurückkehren, den er verlassen hat, und zwar auf demselben Wege oder in derselben Art und Weise. Wäre z. B. der Anfangszustand in dem Druckvolumdiagramm durch die Linie AB (Figur 5) dargestellt, so daß also sein Anfangszustand durch p_1, V_1 und T_1 bestimmt wäre, und läßt man die Ausdehnung des vermittelnden Körpers nach einem vorläufig nicht näher zu bestimmenden Gesetze vor sich gehen, welches durch die Kurve BC dargestellt sein möge, so soll er am Ende des Kolbenhubes in C den physikalischen Zustand p_2, V_2 und T_2 angenommen haben. Der Weg des Überganges von B nach C ist somit durch die Kurve BC (z. B. eine Isotherme oder eine Adiabate oder eine beliebige, polytropische Kurve) bestimmt. Die auf diesem Wege geleistete Arbeit ist dann, wie im vorigen Abschnitt gezeigt war, durch die Fläche $ABCD$ schaubildlich dargestellt und repräsentiert. Kehrt nun — wie oben zunächst angenommen ist — der Körper in genau gleicher Weise und auf genau demselben Wege in den Anfangszustand zurück, so daß also rückwärts die Druck- und Volumenänderung wieder nach dem durch die Kurve BC dargestellten Gesetze erfolgt, so wird hierzu umgekehrt wieder die Arbeit $DCBA$ verbraucht. Das Resultat dieses Hin- und Herganges oder — wie man einen solchen Doppelprozeß auch nennt — einer solchen Periode ist somit gleich Null, d. h. es ist keine Arbeit gewonnen, vielmehr ist die gesamte, beim ersten Hube — Hingang — gewonnene Arbeit beim zweiten Hube — Rückgang — zur Kompression des eingeschlossenen Gasvolumens vom Endzustand $p_2 V_2 T_2$ auf den Anfangszustand $p_1 V_1 T_1$ wieder verbraucht worden. Es ist aber auch keine Wärme verloren gegangen, da bei dem ganzen Prozeß des Hin- und Herganges schließlich keine Arbeit gewonnen und nach außen abgegeben ist.

Nun soll aber doch durch den Prozeß eine bestimmte Arbeit verrichtet, gewonnen, nach außen abgeleitet werden, womit aber auch nach dem ersten Hauptsatze ein äquivalenter Wärmeverlust verbunden ist. Hieraus folgt ohne weiteres, daß die Rückkehr des vermittelnden Körpers vom Endzustand nach dem Anfangszustand desselben nicht auf demselben Wege erfolgen darf, wie der Hingang, daß ferner zwischen dem die Hingangszustandsänderungen darstellenden Linienzuge und dem die Rückgangszustandsänderungen darstellenden Linienzuge eine bestimmte, endliche Fläche liegen muß, welche die wirklich gewonnene Arbeit darstellt. Die zur Rückführung des eingeschlossenen Volumens in den Anfangszustand erforderliche Arbeit also auch die entsprechende Fläche muß somit kleiner sein, als diejenige, welche beim Hingange geleistet wurde. Die Differenz beider Arbeitsflächen stellt dann die nutzbare, gewonnene oder nach außen abführbare Arbeitsmenge dar.

Man kann sich diese Art der Reihenfolge der Zustandsänderungen durch das in Figur 9 dargestellte Schaubild mit den Volumgrößen als Abszissen und den Drücken als Ordinaten versinnbildlichen.

Der Hingang erfolgt, wie man der Einfachheit halber jetzt sagen kann, auf dem Wege von A über B nach dem Endpunkt C, die Rückkehr auf dem Wege von C über D nach dem Ausgangspunkte A. Die beim Hingang geleistete Gesamtarbeit ist durch die Fläche $HABCE$, die beim Rückgang geleistete Arbeit durch die Fläche $ECDAH$ repräsentiert, so daß die Differenz beider Flächen, die Fläche $ABCD$ die wirklich gewonnene Arbeit L repräsentiert, oder $Q = A \cdot L$ den dieser Arbeit entsprechenden Verbrauch an Wärme.

Man nennt nun die Reihenfolge der Zustandsänderungen, welche von der im Zylinder eingeschlossenen Gas- (oder Dampf-)menge bei einem solchen Hin- und Rückgang oder während einer Periode durchlaufen und durch den Kurvenzug $ABCD$ dargestellt wird, einen Kreisprozeß.

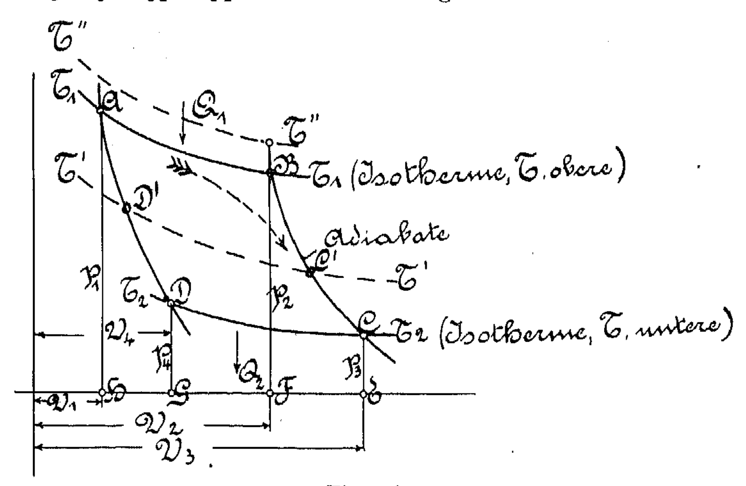
Aus der Figur folgt ohne weiteres, daß die Fläche $ABCD$ auch erhalten werden kann, wenn die Reihenfolge der Zustände umgekehrt wird, d. h. wenn

der Körper zuerst den Weg ADC und sodann den Weg CBA in der, dem eingezeichneten Pfeile entgegengesetzter Richtung durchlaufen würde. Man nennt diesen Kreisprozeß insbesondere einen umkehrbaren Kreisprozeß.

Wie vorher ausgeführt war, ist die während des Hinganges zu leistende Gesamtarbeit durch die Fläche $HABCE$ repräsentiert, die auf dem Rückwege zu leistende Arbeit durch die Fläche $ECDAH$. Diesen beiden Arbeitsflächen müssen natürlich auch bestimmte Wärmemengen entsprechen. Bezeichnet man die erstere Fläche mit L', die entsprechende Wärmemenge mit $Q_1 = A \cdot L'$, die zweite Fläche bzw. Wärmemenge mit L'' bzw. $Q_2 = A \cdot L''$, so folgt ohne weiteres

$$L = L' - L'' \quad \text{und} \quad Q = A \cdot L' - A \cdot L'' = Q_1 - Q_2 .$$

Hieraus ergibt sich aber sofort, daß die bei einem Kreisprozeß zugeführte Wärme nicht Q, sondern Q_1 war, daß ferner die Wärmemenge Q_2 für die Arbeitsleistung verloren oder abgeführt war, und daher nur die Differenz beider Wärmemengen $Q = Q_1 - Q_2$ in nutzbare oder gewonnene Arbeit verwandelt war.



Figur 9.

Aus dem soeben Gesagten ergeben sich ohne weiteres die folgenden, außerordentlich wichtigen Schlüsse.

1. Da die gewonnene Arbeitsfläche bzw. ihr Wärmewert immer nur die Differenz zweier Arbeitsflächen bzw. zweier Wärmemengen darstellt, so ist es unmöglich, die ganze, von außen zugeführte Wärme in nutzbare Arbeit zu verwandeln oder zu gewinnen.

2. Die nutzbar gemachte Arbeit ist um so größer, je kleiner die abgeführte Wärmemenge Q_2 ist. Dies ergibt sich aus folgendem.

Da das Verhältnis $\frac{Q}{Q_1}$, d. h. das Verhältnis der nutzbar gemachten Wärme zu der gesamten zugeführten Wärme den wirklichen Nutzeffekt oder den thermischen Wirkungsgrad einer Wärmekraftmaschine darstellt, so ist sofort klar, daß derselbe um so größer ist, je größer Q gegenüber Q_1 ist, oder da $Q = Q_1 - Q_2$ ist, je kleiner Q_2 ist. Man bezeichnet diesen Wirkungsgrad mit η_t und schreibt ihn

$$\eta_t = \frac{Q}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} . \tag{36}$$

Über die Art des Verlaufes der Zustandsänderungen in Figur 9 war bisher nichts ausgeführt worden.

Es ist jedoch ohne weiteres klar, daß es nicht ganz gleichgültig sein kann, wie dieselben erfolgen und daß es unter den verschiedensten Möglichkeiten, den Weg $ABCD$ zu durchlaufen oder den Kreisprozeß durchzuführen, jedenfalls eine geben muß, welche die günstigste und vorteilhafteste Wärmeausnutzung, also auch den größten thermischen Wirkungsgrad ergibt.

Betrachten wir die im früheren Abschnitt besprochenen verschiedenen Zustandsänderungen, so ist es die isothermische Zustandsänderung, welche in erster Linie die Beachtung verdient. Bei ihr wird ja, wie nachgewiesen war, alle von außen zugeführte Wärme in Arbeit verwandelt.

Es sei nun in Figur 9 der Anfangszustand im Zylinder durch die Linie HA dargestellt, welchem Zustand das Volumen V_1, die (absolute) Temperatur T_1 und der Druck p_1 entspreche.

Da nun die Wärmezufuhr (Q_1) bei konstanter Temperatur erfolgen soll, so wird die Zustandsänderung während derselben auf dem Wege AB erfolgen, d. h. auf einer durch den Punkt A gelegten Isotherme. Ist der Kolben im Punkte B angelangt, so soll die Wärmezufuhr beendet sein. Das eingeschlossene Gas hat aber noch einen Druck p_2, welcher höher ist, als der äußere Druck und es wäre höchst unökonomisch, diesen Drucküberschuß unausgenutzt zu lassen. Vielmehr muß das eingeschlossene Gasvolumen sich jetzt noch weiter bis zur Endstellung C des Kolbens ausdehnen. Fragt man sich nun wieder, welches die günstigste Möglichkeit für diese Zustandsänderung zwischen den Punkten B und C ist, so ergibt sich hierfür nach dem früheren, daß es diejenige ist, bei welcher gar keine Wärme verloren geht und die äußere Arbeitsleistung lediglich auf Kosten der inneren Arbeit vor sich geht, also die adiabatische oder isentropische Zustandsänderung. Die Linie BC wird somit eine vom Punkte B nach C gelegte Adiabate sein. Da hierbei die äußere Arbeitsleistung nur auf Kosten der inneren Arbeit erfolgt, so wird notwendig hiermit eine Abnahme der inneren Arbeit, also eine Temperaturerniedrigung verbunden sein. Im Endzustand C hat der Körper somit die Temperatur T_2, das Volumen V_3 und den Druck p_3 erreicht.

Damit nun eine nutzbare Arbeitsleistung überhaupt möglich ist, muß der Körper auf einem anderen Wege in den Anfangszustand zurückgeführt werden und muß der rückläufige Linienzug unterhalb des beim Hingang beschriebenen Linienzuges liegen.

Zweifellos ist, da das Volumen wieder kleiner wird, hiermit eine Drucksteigerung verbunden, d. h. es muß von C nach dem Anfangszustand hin eine Kompression stattfinden. Die hierzu erforderliche Arbeit wird aber dann am kleinsten sein, wenn keine Arbeit außerdem noch zur Temperatursteigerung verbraucht wird, also verloren geht. Dies ist jedoch nur möglich, wenn die Kompression isothermisch, d. h. bei konstanter Temperatur erfolgt, wozu also eine bestimmte Wärmemenge abgeführt werden muß. Vom Punkte C bis zum Punkte D geht somit der Körper auf einer, durch den Punkt C gelegten unteren Isotherme bei der Temperatur T_2 entlang. Auf diesem Wege wäre es jedoch niemals möglich, den Anfangszustand zu erreichen, da dieser ja auf einer höheren Temperaturstufe T_1 liegt. Es ist daher schließlich noch eine weitere Kompression auszuführen (von D nach A), bei welcher der Körper von der Temperatur T_2 auf die Temperatur T_1 gebracht wird. Hierfür wird am vorteilhaftesten unter allen nur denkbaren Zustandsänderungen eine adiabatische gewählt werden, da bei ihr die ganze äußere Arbeit in innere Arbeit, also Erhöhung der Temperatur umgesetzt wird, und auch keinerlei Wärmeverlust mit ihr verbunden ist. Die Kurve AD wird somit eine durch den Anfangspunkt A gelegte Adiabate sein und Punkt D daher der Schnittpunkt dieser Kurve mit der unteren Isotherme T_2 sein.

Aus dem Gesagten folgt somit, daß der denkbar günstigste oder vorteilhafteste Kreisprozeß jener sein wird, welcher sich zwischen dem Anfangs- und

Endpunkt A und C auf zwei Isothermen, AB und CD, und zwei Adiabaten, BC und DA bewegt.

Dieser Kreisprozeß spielt in der Wärmetheorie eine wichtige Rolle, da er der denkbar vollkommenste ist, und heißt nach seinem Erfinder der CARNOTsche Kreisprozeß.

Die einzelnen Arbeitsflächen, aus welchen sich die Gesamtarbeitsfläche zusammensetzt, sind hierbei folgende:

1. Bei der isothermischen Expansion vom Volumen V_1 auf V_2, Figur 9, wird die (absolute) Arbeitsfläche

$$L_1 = HABF\,,$$

2. bei der adiabatischen Expansion vom Volumen V_2 auf V_3, die (absolute) Arbeitsfläche

$$L_2 = FBCE$$

gewonnen,

3. bei der isothermischen Kompression vom Volumen V_3 auf V_4 die (absolute) Arbeitsfläche

$$L_3 = ECDG \quad \text{und}$$

4. bei der adiabatischen Kompression vom Volumen V_4 auf das Anfangsvolumen V_1 die (absolute) Arbeitsfläche

$$L_4 = DGHA$$

verbraucht, mithin ist die in nutzbare Arbeit verwandelte Wärme durch die Fläche

$$L = (L_1 + L_2) - (L_3 + L_4) = \text{Fläche } ABCD$$

dargestellt, wie oben ebenso aus der Differenz der Wärmemengen Q_1 und Q_2 bzw. der ihnen äquivalenten Arbeitsflächen gefunden war.

Aus der Figur folgt ohne weiteres auch, daß, wenn die adiabatische Zustandsänderung nicht bis zur unteren Grenztemperatur T_2 sondern nur bis T' ausgeführt wird, die nutzbare Arbeitsfläche nur $ABC'D'$ ist, also um den Betrag $C'CDD'$ kleiner ist.

Beginnt umgekehrt der Kreisprozeß nicht bei der oberen Grenztemperatur T_1, sondern bei der höheren Temperatur T'', so wird die nutzbare Arbeitsfläche um den zwischen T_1 und T'' liegenden Flächenstreifen größer.

Die Hauptbedingung für die möglichst günstige Ausnutzung der verfügbaren Wärme läßt sich in folgenden Worten ausdrücken:

„Man muß suchen, die Wärme bei der größtmöglichen Temperatur zuzuführen und bei der kleinstmöglichen Temperatur abzuführen", oder mit anderen Worten:

„Für eine bestimmte bei gegebener Temperatur verfügbare Wärmemenge oder (mechanisch ausgedrückt) für ein bestimmtes Wärmegewicht, ist die erzielte Leistung dem Temperaturunterschied oder (mechanisch ausgedrückt) dem Temperaturgefälle direkt proportional."

Diese Einführung der, bei hydraulischen Motoren üblichen mechanischen Ausdrucksweise in die Wärmelehre stammt von ZEUNER und vereinfacht das Verständnis außerordentlich.

Wie bei den hydraulischen Motoren die Arbeit bei einer bestimmten, in der Zeiteinheit verfügbaren Wassermenge, also auch einem bestimmtem Wassergewicht, um so größer ist, je größer das disponible Gefälle zwischen Ober- und Unterwasserspiegel ist, so ist auch die mit einer bestimmten Wärmemenge (z. B. einer Kalorie, welche zur Nutzbarmachung zu Gebote steht), mögliche Arbeit um so größer, je höher die Anfangstemperatur und je niedriger die Endtemperatur

ist, zwischen welchen beiden sich der Kreisprozeß vollzieht. Bezeichnet z. B. G ein bestimmtes Wassergewicht in kg, welches einen Motor zufließt, h_1 die Höhe des Oberwasserspiegels, h_2 diejenige des Unterwasserspiegels, $h_1 - h_2$ also das disponible Gefälle in m, so ist die disponible Arbeit L

$$L = G(h_1 - h_2)\,.$$

Eine Gleichung von ganz ähnlicher Form ist die von CARNOT für die disponible Arbeit seines CARNOTschen Kreisprozesses aufgestellte Gleichung. Diese disponible Arbeit ist z. B. bei den Grenztemperaturen T_1 und T_2 (worin $T_1 > T_2$):

$$L = \frac{1}{A} \cdot \frac{Q_1}{T_1}(T_1 - T_2)\,.$$[1]

Hierin ist, ähnlich wie bei den Wassermotoren G das Wassergewicht darstellt, $\frac{Q_1}{A \cdot T_1}$ das disponible Wärmegewicht und $T_1 - T_2$ das Temperaturgefälle.[2] Der thermische Wirkungsgrad folgt aus der vorstehenden Gleichung zu:

$$\eta_t = \frac{A \cdot L}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}\,. \tag{37}$$

Da nach Gleichung (36)

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

war, so folgt aus beiden Gleichungen:

$$1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad \text{oder} \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}$$

und

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \text{oder} \quad \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0\,,$$

welche Gleichung bereits oben (S. 18, Gleichung 17) als für den vollkommenen Kreisprozeß gültig angegeben war.

Der vorstehend angegebene thermische Wirkungsgrad gilt, wie vorausgesetzt war, für einen vollkommenen Kreisprozeß.

Die in den modernen Wärmekraftmaschinen durchgeführten Kreisprozesse sind jedoch weit davon entfernt, solche vollkommene Kreisprozesse zu sein, da infolge der unvermeidlichen Wärmeverluste und sonstiger Unvollkommenheiten weder vollkommene adiabatische noch isothermische Zustandsänderungen ausgeführt werden können. Andererseits sind auch die Verbrennungen nie vollkommen und endlich sind die inneren Arbeitsverluste in den Maschinen unvermeidlich.

Aus den Grenztemperaturen allein, welche gleichfalls beschränkt sind, lassen sich die folgenden, theoretisch möglichen, größten thermischen Wirkungsgrade berechnen.

A. Für Dampfmaschinen.

Die obere Temperaturgrenze ist bei denselben beschränkt durch die Widerstandsfähigkeit der Metalle der Dampfkessel, und durch die höchste zulässige

[1] Vergl. WEYRAUCH, Grundriß der Wärmetheorie, 1905. S. 96 ff. — [2] ZEUNER, Techn. Thermodynamik, I, 1900. S. 51.

Temperatur, bis zu welcher die gegenwärtig zur Verfügung stehenden Schmiermittel der Dampfzylinder verwendbar sind, ohne eine Zersetzung zu erleiden. Bei 500° C (773 abs.) werden die Kesselbleche bereits dunkelrotglühend.

Gegenwärtig sind die höchsten Dampfdrücke, mit welchen Kriegsschiffsverbundmaschinen betrieben werden, wohl 18 Atmosphären. Auf der Düsseldorfer Ausstellung des Jahres 1902 war jedoch ein Kessel der Firma SCHULZ-KNAUTH in Essen für die Germaniawerft in Kiel ausgestellt, welcher für einen Dampfdruck von 25 Atmosphären gebaut war. Die den verschiedenen üblichen Dampfdrücken entsprechenden Temperaturen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Dampfdruck in Atm. oder kg/qcm	Dampftemperatur	
	°Cels.	absolut (T)
8	~ 170	422,5
10	~ 179	451,9
12	~ 187	459,9
15	~ 197	470,2
18	~ 206	479,1
25	~ 220	493 ~ 500

Als untere Grenztemperaturen gelten

für Maschinen ohne Kondensation 100° C (373° abs.)

„ „ mit „ ~ 40° C (313° abs.).

Man erhält hieraus folgende thermischen Wirkungsgrade:

Dampfdruck Atm.	ohne Kondensation η_t	mit Kondensation η_t
8	0,158 ~ 16 %	0,293 ~ 29,5%
10	0,175 = 17,5%	0,308 ~ 31 %
12	0,19 = 19 %	0,32 = 32 %
15	0,207 ~ 21 %	0,334 ~ 33,5%
18	0,222 ~ 23 %	0,346 ~ 35 %
25	0,254 ~ 25,5%	0,374 ~ 37,5%

Ganz anders stellt sich aber die Berechnung, wenn man von den wirklichen Dampfverbrauchszahlen der besten modernen Dampfmaschinen ausgeht.

Rechnet man den Gesamtdampfverbrauch (einschließlich aller Kondensationsverluste) für eine PS_i-Stunde (indizierte Pferdestärkenstunde) zu 4,5 kg, so ergibt sich für normale bzw. besonders günstige Verhältnisse folgendes:

$$1\ \text{PS-Stunde} = 75 \times 60 \times 60 = 270000\ \text{mkg}\ ,$$

also der entsprechende Wärmewert

$$A\,L = \frac{270000}{427} \sim 632{,}31\ \text{W.E.}\,.$$

1 kg Steinkohle gibt nun theoretisch bei vollkommener Verbrennung ~ 8000 W.E. ab.

Rechnet man die Verdampfungsziffer für 1 kg Steinkohle, d. h. das Wassergewicht in kg, welches es zu verdampfen vermag zu 7,5 kg Dampf (normal) bzw. 8,5 (im Maximum), so sind für 1 PS-Stunde, für 4,5 kg Dampf

$$\frac{4{,}5}{7{,}5} = 0{,}60 \quad \text{bzw.} \quad \frac{4{,}5}{8{,}5} = 0{,}53\ \text{kg}$$

Steinkohle erforderlich.

Hieraus folgt der thermische Wirkungsgrad zu

$$\eta_t = \frac{632,3}{0,6 \cdot 8000} = 0,1317 \sim 13\,\%$$

bis

$$\eta_t = \frac{632,3}{0,53 \cdot 8000} = 0,1491 \sim 15\,\%\,,$$

welche Werte fast nur die Hälfte der obigen Werte sind.

B. Für Explosionskraftmaschinen.

Die obere Temperaturgrenze liegt hier wesentlich höher, die untere bedeutend tiefer.

Setzt man für t_1 1500 — 2000°, also für $T_1 = 1773 - 2273°$ absolut und für t_2 die äußere Lufttemperatur ein, also etwa $t_2 = 10 - 20°$, also $T_2 = 283 - 293°$ absolut, so folgt im günstigsten Falle

$$\eta_t = \frac{2273 - 283}{2273} = 0,87 \quad \text{oder} \quad 87\,\%\,.$$

Geht man jedoch auch hier wieder von den wirklichen Verhältnissen aus, welche durch Versuche ermittelt sind, so ergeben sich wesentlich niedrigere Zahlen.

Weyrauch gibt hierfür folgende Werte an:

Bei Petroleumkraftmaschinen (mit BH[1] $= 3200$ W.E. für 1 Stundennutzpferdestärke, z. B. 0,32 kg Petroleum von 10000 W.E. Heizwert für 1 kg)

$$\eta_t = 0,20\,.$$

Bei Leuchtgasmaschinen (mit $BH = 2500$ W.E. für 1 Stundennutzpferdestärke, z. B. $B = 0,48$ cbm Leuchtgas von $H = 5000$ W.E. Heizwert für 1 cbm)

$$\eta_t = 0,27\,.$$

Beim Dieselmotor (mit $BH = 2150$ W.E. für 1 Stundennutzpferdestärke z. B. $B = 0,215$ kg Petroleum bei $H = 10000$ W.E. Heizwert für 1 kg)

$$\eta_t = 0,30\,.$$

Wie hieraus ersichtlich, betragen diese Werte nur ¼ bis ⅓ des oben berechneten theoretischen, thermischen Wirkungsgrades, was in der Unvollkommenheit des Kreisprozesses, den zahlreichen Wärmeverlusten (durch Strahlung und Leitung, an das Kühlwasser dieser Maschinen und in den abziehenden Verbrennungsprodukten, den Auspuffgasen) seinen Grund hat.

Immerhin sind diese Wirkungsgrade wesentlich höher als bei den besten Dampfmaschinen, und sie zeigen, daß die Verbrennungskraftmaschinen auf dem Wege zur vollkommenen Ausnutzung der disponiblen Wärmeenergie einen wesentlichen Fortschritt darstellen.

---

[1] Weyrauch, Grundriß der Wärmetheorie, I. Hälfte. Stuttgart. 1905. S. 89. Hierin bedeuten B die Einheiten Brennstoff mit einem Heizwert von H Kalorien für die Einheit (z. B. das kg bei festen Brennstoffen, den cbm bei gasförmigen Brennstoffen, das Liter bei flüssigen Brennstoffen).

II. Teil.

Die Kraftmaschinen.

Wie oben ausgeführt ist, hat jede Maschine den Zweck, bestimmte Bewegungen auszuführen und mechanische Arbeit zu leisten. Diese mechanische Arbeit kann jedoch wieder dazu dienen, einen bestimmten mechanischen Arbeitsprozeß zu verrichten, welcher entweder eine Ortsveränderung oder eine Formveränderung irgendeines Körpers bezweckt. Man nennt eine solche Maschine speziell eine Arbeitsmaschine. Die zu ihrem Betriebe erforderliche mechanische Arbeit muß ihr jedoch von außen zugeführt werden. Hierzu dient die Kraftmaschine, d. h. jede Maschine, welche die in der Natur vorhandene, oben erwähnte potentielle Energie oder die Naturkräfte in mechanische Arbeit umzusetzen vermag. Ein sehr einfaches Beispiel läßt den Unterschied sofort erkennen. Es ist nicht möglich, eine Gattersäge oder einen Mahlgang oder eine Presse oder eine Bohrmaschine oder einen Webstuhl, kurz, irgendeine beliebige Arbeitsmaschine direkt dadurch zu betreiben, daß man dieselbe auf einen Dampfkessel setzt oder sie in einen Wasserlauf hineinbringt, vielmehr muß als Zwischenglied im ersteren Falle die Dampfmaschine, im letzteren das Wasserrad oder die Turbine eingeschaltet werden, Maschinen, welche derartig konstruiert sind, daß sie imstande sind, die äußeren Naturkräfte, z. B. die Dampfkraft, die Wasserkraft in sich aufzunehmen und die hierdurch erzeugte mechanische Arbeit — allerdings mit einem gewissen Verlust, dem Eigenwiderstand der Maschine — an die erstgenannte Arbeitsmaschine zu ihrem Betriebe abzugeben. Man unterscheidet demnach die beiden großen Hauptklassen von Maschinen: Kraftmaschinen und Arbeitsmaschinen. Im folgenden sollen zunächst die ersteren behandelt werden.

Wie bereits erwähnt, unterscheidet man, nach den in diesen Maschinen wirksamen Naturkräften und den treibenden Medien die folgenden drei Hauptklassen:

1. Die Wärmekraftmaschinen,
2. die Wasserkraftmaschinen,
3. die Windkraftmaschinen oder Windmotoren.

Von der ersten Klasse ist im allgemeinen folgendes zu bemerken. Zur Umsetzung der durch Verbrennung irgendeines Brennstoffes erzeugten Wärme in mechanische Arbeit wird bei ihnen stets ein vermittelnder Körper auf eine möglichst hohe Temperatur gebracht, damit, wie im vorigen Kapitel nachgewiesen, ein möglichst großer thermischer Wirkungsgrad erzielt wird. Diese vermittelnden Körper sind: bei den Dampfmaschinen der Wasserdampf, bei den Explosionskraftmaschinen ein Gemisch von Luft und brennbaren Gasen oder flüssigen Brennstoffen, nach deren Verbrennung als vermittelnde Körper im wesentlichen Kohlensäure, Stickstoff, Wasserdampf und überschüssige Luft

vorhanden sind, während endlich bei den Heißluftmaschinen lediglich Luft als vermittelnder Körper dient. Der wesentliche Unterschied zwischen den genannten vermittelnden Körpern und den durch sie betriebenen Maschinen liegt einmal in den verschiedenen Temperatur- oder Wärmegefällen bei den verschiedenen Maschinen und sodann in der Art und Weise der Wärmezufuhr an den vermittelnden Körper, welche bei den Dampfmaschinen und Heißluftmaschinen durch eine äußere Wärmequelle erfolgt, ohne daß die Heizgase direkt mit den vermittelnden Körpern in Berührung kommen, während bei den Explosionskraftmaschinen die Wärme direkt im Arbeitszylinder an die vermittelnden Körper abgegeben wird.

1. Kapitel.

Die Dampfkessel.

§ 1. Zweck und Verwendungsgebiete der Dampfkessel.

Die Aufgabe eines jeden Dampfkessels ist die Erzeugung mehr oder minder hoch gespannten Wasserdampfes in einem geschlossenen, aus Metall hergestellten Gefäße zum Zwecke der Wärme- und Kraftaufspeicherung. Diese Aufgabe benötigt zu ihrer Lösung zweierlei:

1. einer Feuerungsanlage, in welcher durch Verbrennung fester, flüssiger oder gasförmiger Brennstoffe die zur Verdampfung des Wassers notwendige Wärme erzeugt wird und
2. des Dampfkessels, eines aus Eisen- oder Stahlblechen oder Röhren hergestellten Gefäßes, in welchem ein bestimmter, etwa $^2/_3$—$^3/_4$ des ganzen Rauminhaltes einnehmender Raum, der Wasserraum, zur Aufnahme des Wassers, und der übrigbleibende für die Aufnahme der entwickelten Dämpfe bestimmte Raum, der Dampfraum, zu unterscheiden ist.

Die Verwendungszwecke des in den Kesseln erzeugten Dampfes in der chemischen Industrie sind außerordentlich verschiedene und kann man im wesentlichen folgende Hauptanwendungsgebiete desselben unterscheiden:

1. zur Krafterzeugung in Dampfmaschinen,
2. für Kochzwecke in Kochgefäßen aller Art,
3. für Heizungszwecke,
4. zur Erhitzung von Luft in abgeschlossenen Räumen bei Trockenanlagen,
5. zur Sterilisation und Desinfektion,
6. zur direkten Mischung mit festen und flüssigen Körpern zur Herstellung von Lösungen.

Im weiteren Verlaufe der Entwickelungen werden die wichtigsten dieser Verwendungszwecke besprochen werden.

§ 2. Der Wasserdampf.

Wie aus der Physik bekannt ist, verwandelt sich eine Wassermenge, welcher fortgesetzt Wärme zugeführt wird, bei einer Temperatur von 100° C bei einem äußeren Luftdruck von 760 mm Quecksilbersäule in Dampf. Bei weiterer Wärmezufuhr bleibt nun die Temperatur des Wassers und des in dem über dem Wasserraume befindlichen Dampfraume vorhandenen Dampfes, sofern der letztere freie Verbindung mit der äußeren Luft hat, so lange unverändert also 100° C, als noch flüssiges Wasser vorhanden ist. Man nennt diese Temperatur den Siedepunkt des Wassers und einen Dampf, welcher mit flüssigem Wasser bei fortdauernder Berührung im Gleichgewicht bleibt, gesättigten Dampf oder Sattdampf. Findet die Verdampfung dagegen in einem geschlossenen Gefäße statt, so wird mit zunehmender Dampfentwickelung in dem für denselben

vorhandenen Raum, dem Dampfraume, des Gefäßes der Druck allmählich wachsen, d. h. der Dampf erhält eine bestimmte Spannung. Diese Spannung steht zu der Temperatur des Dampfes in einem ganz bestimmten Verhältnis, und die Beziehungen beider zueinander sind zuerst durch die Untersuchungen von REGNAULT genau festgestellt worden. Eine absolut genaue rationelle Formel für diese Beziehungen ist indessen bisher nicht aufgestellt worden. Mit größter Annäherung gibt das Verhältnis beider jedoch die folgende empirische Formel von SCHLEMÜLLER wieder.[1]

Es ist

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{6}} = 1 + a_1 \cdot \tau + a_2 \cdot \tau^2 + a_3 \tau^3 + \ldots + \frac{a_8 \tau^8}{1 - n \cdot \tau}. \tag{38}$$

Hierin ist p der in Frage stehende Druck für eine bestimmte Temperatur, p_0 der Druck des gesättigten Dampfes bei 0^0, $\tau = \frac{t}{T_0}$, d. h. der Quotient der in Frage stehenden Temperatur durch die absolute Temperatur für 0^0 C, also $T_0 = 273$, so daß man auch schreiben kann $\tau = \frac{1}{273} \cdot t = \alpha \cdot t$, worin α auch der Ausdehnungskoeffizient des Dampfes ist. a_1, a_2, a_3 usw. sind Versuchskonstanten, und ist auch n aus den Versuchskonstanten bestimmt. Wie genau diese Gleichung dem wirklichen Werte angenähert ist, zeigt die folgende kleine Tabelle:

Cels. Grade	0	30	70	100	130	210
p (mm Quecksilber nach REGNAULTS Versuchen	4,60	31,55	233,09	760,00	2030,28	14324,80
p nach der Gleichung	4,60	31,54	233,09	760,00	2030,28	14324,75

Gewöhnlich werden die Beziehungen beider in den sogenannten Dampfdrucktabellen zusammengestellt, welche sich in den physikalischen Lehrbüchern finden.[2]

Die zur Erzeugung des Dampfes erforderliche Wärme ist gleichfalls durch die Versuche von REGNAULT genau bestimmt worden.

Setzt man eine Wassermenge, z. B. von 1 kg von 0^0 C voraus, welche in Dampf von einer bestimmten Temperatur t_d verwandelt werden soll, so hat man zwei Wärmemengen zu unterscheiden:

1. diejenige Wärmemenge q, die sogenannte Flüssigkeitswärme, welche erforderlich ist, um das Kilogramm Wasser von 0^0 auf 100^0 C zu erwärmen und
2. die Wärmemenge r, die sogenannte Verdampfungswärme, welche erforderlich ist, um das Kilogramm Wasser von 100^0 in Dampf von der Temperatur t_d zu verwandeln. Beträgt die letztere ebenfalls 100^0, so ist bekanntlich die erstere Wärmemenge = 100 W.E., die letztere = 537 W.E.

Ganz allgemein gilt die REGNAULTsche Formel für die Gesamtverdampfungswärme

$$\lambda = q + r = (606{,}5 + 0{,}305 \cdot t_d) - t_w, \tag{39}$$

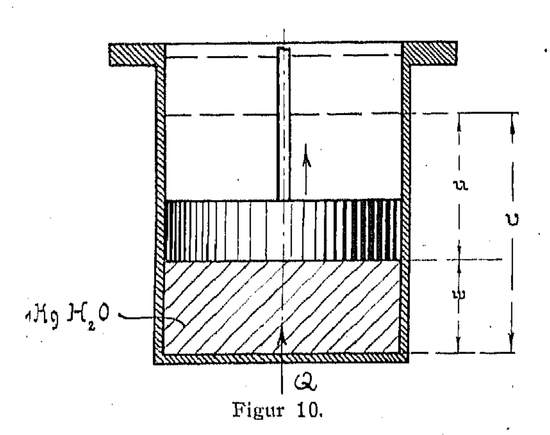
und zwar für die Verdampfung von 1 kg Wasser von der Temperatur t_w in Dampf von der Temperatur t_d.

Die Verdampfungswärme r setzt sich aus zwei Teilen, der inneren und äußeren Verdampfungswärme, zusammen.

---

[1] Sitzungsbericht der Wiener Akademie d. Wiss. 106. 1897. S. 9. — [2] Vergleiche Tabellen Nr. 25 u. 26 von LANDOLT-BÖRNSTEIN-ROTH, Physikal.-chem. Tabellen. 7. Aufl. 1912. S. 353.

Denkt man sich in Figur 10 in einem oben offenen Gefäß einen Kolben beweglich und den unteren Raum des Gefäßes mit 1 kg Wasser gefüllt, und bezeichnet man den Querschnitt des Kolbens mit 1 und die Höhe des Wasserraumes mit w, so wird bei der Zufuhr der Wärme q in den Wasserraum die Temperatur des Wassers von 0 auf 100° erhöht. Da auf der Oberfläche des Kolbens der äußere Luftdruck lastet, so wird bei weiterer Wärmezufuhr die Verdampfung beginnen. Hierdurch wird der Kolben in dem Gefäß allmählich gehoben, und zwar ist derselbe nach vollständiger Verdampfung der gesamten Wassermenge um die Höhe u gehoben. Das Endvolumen des gesamten Dampfes v ist somit



Figur 10.

$$v = w + u. \tag{40}$$

Zur Verdampfung bei 100° war die Gesamtwärmemenge r erforderlich, welche einmal dazu verwandt worden ist, die Verdampfung zu bewirken, d. h. also die Arbeit zur Überwindung der zwischen den kleinsten Wasserteilchen wirkenden Anziehungskräfte zu leisten, die sogenannte innere Verdampfungswärme ϱ, und sodann dazu erforderlich war, um den Kolben von der Höhe w auf die Höhe v zu heben. Diese Arbeit drückt sich rechnerisch aus durch die Gleichung:

$$L = p\,(v - w) = p \cdot u\,,$$

worin p den auf der Oberfläche des Kolbens lastenden, äußeren Luftdruck bezeichnet. Die entsprechende Wärmemenge ist also

$$A \cdot L = A \cdot p \cdot u\,,$$

mithin die gesamte Verdampfungswärme

$$r = \varrho + A \cdot p \cdot u\,.$$

Der letztere Teil, die äußere Verdampfungswärme, ist somit in dem das Endvolumen v ausfüllenden Dampf als fühlbare Wärme nicht mehr enthalten, vielmehr ist in demselben nur noch die innere Verdampfungswärme ϱ und die Flüssigkeitswärme q enthalten, welche beide zusammen die Dampfwärme J bilden. Man erhält somit folgende Beziehungen:

$$\lambda = q + r = q + \varrho + A \cdot p \cdot u = J + A \cdot p \cdot u\,. \tag{41}$$

Beispiel. In 1 kg Wasserdampf von 6 Atmosphären, welcher aus 1 kg Wasser von 0° erzeugt ist, sind folgende Wärmemengen enthalten bzw. zur Verdampfung verbraucht:

$$\lambda = 606{,}5 + 0{,}305 \cdot 159{,}22 = 655{,}07 \text{ W.E.}\,, \tag{42}$$

da die einem Drucke von 6 Atm. entsprechende Temperatur 159,22° C beträgt. Die Flüssigkeitswärme q beträgt hierbei 160,94 W.E., die Verdampfungswärme r = 494,13 W.E. und zwar die innere Verdampfungswärme ϱ = 449,46 W.E., die äußere Verdampfungswärme $A \cdot p \cdot u$ = 44,67 W.E., also die Dampfwärme

$$J = q + \varrho = 160{,}94 + 449{,}46 = 610{,}4 \text{ W.E.}$$

Mit Hilfe der vorstehenden Gleichungen ist es ermöglicht, sowohl die Verdampfungswärme für bestimmte Temperaturen und Drücke unter Zuhilfenahme

der genannten Tabellen zu ermitteln, als auch die Wärmemengen von Dampf, welche für Mischungen von Dampf und Wasser erforderlich sind, oder die Wassermenge, welche zur Kondensation von Dampf erforderlich sind, zu berechnen.

1. Beispiel. 400 cbm Wasser (zu je 1000 kg) sind von 12° auf 20° zu erwärmen, wie viel kg Dampf von 6 Atm. abs. sind hierzu erforderlich?

1. Methode. Gleichheit der Flüssigkeitswärmen.

a) vor der Kondensation: $q_1 = 400 \cdot 1000 \cdot 12 = 4800000$ W.E. ist die Flüssigkeitswärme des Wassers bei 12°.

$$q_2 = x \cdot \overbrace{(160{,}94 + 449{,}46)}^{\text{Dampfwärme } J} = x \cdot 610\,,$$

b) nach der Kondensation $q_3 = (400 \cdot 1000 + x) \cdot 20$, Flüssigkeitswärme des Gemisches von Wasser und x kg Dampf, welche in Wasser verwandelt sind, folglich:

$$q_3 = q_1 + q_2$$

oder

$$400 \cdot 1000 \cdot 12 + 610 \cdot x = (400 \cdot 1000 + x) \cdot 20$$
$$400000 \cdot (20 - 12) = x \cdot (610 - 20)$$
$$400000 \cdot 8 = x \cdot 590$$
$$x = \frac{3200000}{590} = 5424 \text{ kg Dampf von 6 Atm. abs.}$$

2. Methode. Um $400 \cdot 1000$ kg von 12 auf 20° zu erwärmen, sind dem Wasser zuzuführen: $400000 \cdot (20 - 12) = 400000 \cdot 8$ W.E.

Um x kg Dampf von 6 Atm. abs. in Wasser von 0° zu verwandeln, sind demselben zu entziehen: $x \cdot J$ W.E. $= x \cdot 610$ W.E.; da das Wasser jedoch nur auf 20° abgekühlt werden soll, nur $x \cdot (610 - 20) = x \cdot 590$ W.E.

Da beide Wärmemengen gleich sein müssen, folgt

$$x \cdot 590 = 400000 \cdot 8$$

also

$$x = \frac{3200000}{590} = 5424 \text{ kg}\,.$$ [1]

2. Beispiel. Eine 30-pferdige Kondensationsdampfmaschine verbraucht für eine indizierte Pferdestärke in der Stunde 12 kg Dampf von 6,5 Atm. Überdruck. Es ist die in der Stunde zur Kondensation des Dampfes nötige Kühlwassermenge von 12° C zu berechnen, wenn die Kondensatortemperatur 45° C betragen soll.

Nach den Dampftabellen beträgt für Dampf von 6,5 Atm. Überdruck (7,5 Atm. abs.) die Dampfwärme $J = q + \varrho = 443{,}41 + 168{,}77 = 612{,}2$ W.E. Da eine Pferdestärke 12 kg Dampf in der Stunde verbraucht, sind für 30 Pferdestärken $12 \cdot 30 = 360$ kg Dampf in der Stunde erforderlich. 1 kg entspricht 612,2 W.E. bei 0° Endtemperatur, also bei 45° Endtemperatur $612{,}2 - 45 = 567{,}2$ W.E., also entsprechen 360 kg $567{,}2 \cdot 360 = 204182$ W.E. Umgekehrt werden x kg Kühlwasser von 12° auf 45° erwärmt, die hierzu erforderliche Wärmemenge ist $(45 - 12) \cdot x = 33 \cdot x$ W.E., folglich ist $x = \frac{204192}{33} = 6187{,}7$ kg, mithin das Verhältnis des Wassergewichts zum Dampfgewicht $\frac{6187{,}7}{360} = 17{,}2$. In der Praxis rechnet man die Kühlwassermenge gleich dem 20—30fachen des Dampfgewichtes.

Wie oben erwähnt, versteht man unter gesättigtem Dampf oder Sattdampf denjenigen, welcher in Berührung mit flüssigem Wasser mit diesem im

[1] Dieses Beispiel aus: TETZNER, Die Dampfkessel, Berlin, Verlag J. Springer, 1902.

Gleichgewicht ist. Man kann dies auch so ausdrücken, daß es jener mit flüssigem Wasser im Gleichgewicht befindliche Dampf ist, welcher den der entsprechenden Temperatur zugehörigen Druck besitzt oder solcher, welcher bei der betreffenden Temperatur in Gegenwart von flüssigem Wasser seine höchste Spannkraft besitzt. Da jedoch der Druck des gesättigten Dampfes mit zunehmender Temperatur steigt, so folgt hieraus umgekehrt, daß, wenn infolge einer Expansion des gesättigten Dampfes auch die Temperatur sinkt, sich hierdurch eine bestimmte Menge des in einem bestimmten Raume enthaltenen Dampfes wieder kondensiert oder niederschlägt. Einem jeden bestimmten Raume entspricht bei einer bestimmten Temperatur auch nur eine ganz bestimmte Menge gesättigten Dampfes. Man kann daher auch sagen, daß der gesättigte Dampf die niedrigste Temperatur hat, welche er bei dem entsprechenden Drucke in Gegenwart von flüssigem Wasser haben kann. Der dem gesättigten Dampf entsprechende Druck heißt der Sättigungsdruck des Dampfes.

Führt man dem gesättigten Dampfe jedoch, nachdem alles flüssige Wasser entfernt ist, mehr Wärme zu, als lediglich zur Verdampfung erforderlich war, so wird seine Temperatur höher. Solcher Dampf, dessen Druck kleiner ist als der Sättigungsdruck bei derselben (nun erhöhten) Temperatur, heißt überhitzter Dampf. Durch die Überhitzung entfernt sich der Dampf also mehr und mehr von seinem Sättigungsdrucke und nähert sich mehr und mehr dem gasförmigen Zustande. Seine Zustandsänderungen vollziehen sich dann annähernd nach dem Boyle-Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetze. Man erreicht diese Überhitzung dadurch, daß man dem gesättigten Dampfe unter Abschluß von der Flüssigkeit bei konstantem Volumen Wärme zuführt.

Da, wie vorher gesagt, bei der Ausdehnung gesättigten Dampfes ein Teil desselben kondensiert, so wendet man die Überhitzung durch Wärmezufuhr vor der Arbeitsleistung durch Ausdehnung mit Vorteil an, um diese Kondensation zu verhindern. Man bezeichnet den überhitzten Dampf auch schlechthin als Heißdampf. Derselbe wird zum Betriebe von Dampfmaschinen vorteilhaft verwandt.

§ 3. Die Brennstoffe.

Zur Erzeugung der für die Verdampfung erforderlichen Wärme in den Feuerungsanlagen der Dampfkessel können alle drei Arten von Brennstoffen Anwendung finden und haben auch für Dampfkesselfeuerungen vielfach Anwendung gefunden, also die festen, flüssigen und gasförmigen Brennstoffe. Am meisten Anwendung finden die ersteren und letzteren, während die flüssigen Brennstoffe nur in solchen Ländern zum Betriebe von Dampfkesseln dienen, wo sie, wie z. B. in Rußland, in großen Mengen zur Verfügung stehen.

Von den festen Brennstoffen kommen für die Dampfkesselfeuerungen hauptsächlich in Betracht: Steinkohle, Koks, namentlich als Koksgrus, Braunkohle und Torf (seltener Anthrazit und Koks),

von den flüssigen Brennstoffen: Petroleum, Rohnaphta (seltener Benzin und Spiritus),

von den gasförmigen Brennstoffen: Hochofengase, Koksofengase (seltener Generatorgase und Leuchtgas).

Für die Beurteilung der Güte einer Feuerung ist es vor allem notwendig, die folgenden Werte zu kennen, dieselben also durch Berechnungen oder Versuche festzustellen:

1. den absoluten oder kalorimetrischen Heizwert des Brennstoffes,
2. den theoretischen Luftverbrauch des Brennstoffes,
3. den pyrometrischen Heizwert oder die Verbrennungstemperatur des Brennstoffes und
4. den Luftüberschuß bei der Verbrennung, welcher aus den Abgasen der Feuerung bestimmt wird.

1. Der absolute oder kalorimetrische Heizwert der Brennstoffe.[1]

Da alle Brennstoffe aus Kohlenstoff und Kohlenwasserstoffen, welche ihrerseits wieder aus Kohlenstoff und Wasserstoff bestehen, zusammengesetzt sind, so ist es zur Berechnung des Heizwertes erforderlich, den Gehalt an Kohlenstoff und Wasserstoff zu kennen. Da jedoch viele Brennstoffe auch Schwefel enthalten, dessen Verbrennung gleichfalls Wärme erzeugt, so ist auch hierauf Rücksicht zu nehmen.

Die Voraussetzung einer jeden genauen Untersuchung einer Feuerungsanlage ist demnach die Elementaranalyse des in der Feuerung zur Verbrennung gelangenden Brennstoffes.

1 g amorpher Kohlenstoff entwickelt bei der Verbrennung zu Kohlensäure, CO_2, 8137,4 cal. oder Grammkalorien, 1 Gramm-Atom-Kohlenstoff = 12 g = C daher $12 \cdot 8137{,}4 = 97\,650$ cal.

1 g Wasserstoffgas entwickelt bei der Verbrennung zu flüssigem Wasser $H_2 = 34\,247$ cal. und 1 Gramm-Molekul = 1 „Mol“ = 2 g = 68 494 cal.

Nun ist bei der Bildung von H_2O aus H_2 eine bestimmte Dampfmenge erzeugt, bei deren Kondensation für je 1 kg ~ 600 W.E. frei werden.

Die Bildung von $H_2O = 1\,H_2 + 1\,O$ vollzieht sich nach folgenden Mengenverhältnissen:

$$2\,g\,H + 16\,g\,O = 18\,g\,H_2O\,.$$

1 Mol H_2O = 18 g erfordern zur Verdampfung $18 \cdot 600 = 10\,800$ cal. = 10,8 W.E. Der obere Heizwert H_o des Wasserstoffgases ist also um diesen Betrag, der bei der Kondensation wieder gewonnen wird, größer als der untere Heizwert H_u, demnach der letztere $H_u = 68\,494 - 10\,800 = 57\,694$ cal., also für

$$1\,g = \frac{57\,694}{2} = 28\,847\,.$$

Da nun das Volumen[2] von 1 Mol Wasserstoffgas = 22,412 l bei 0° und 760 mm ist, so folgt für 1 l Wasserstoffgas unter Normalbedingungen:

$$H_o = \frac{68\,494}{22{,}412} = 3055 \text{ cal.} = 3{,}055 \text{ W.E.}$$

und

$$H_u = \frac{57\,694}{22{,}412} = 2574 \text{ cal.} = 2{,}574 \text{ W.E.}$$

Zur überschläglichen Berechnung des Heizwertes der Brennstoffe sind Näherungsformeln aufgestellt worden, so von Dulong, Mendelejeff, vom Verein deutscher Ingenieure und dem Verbande deutscher Dampfkesselvereine. Die von den beiden letzteren Vereinen aufgestellte Formel, die sogenannte Verbandsformel, lautet für den Heizwert H von 1 kg Brennstoff bei vollkommener Verbrennung:

$$H = 8100\,c + 29\,000\left(h - \frac{o}{8}\right) + 2500 \cdot s - 600\,w\,. \tag{43}$$

Hierin bedeutet c = den Kohlenstoff in 1 kg Brennstoff, h = den Wasserstoff, o = den Sauerstoff, s = den Schwefel, und w = den Wassergehalt (hygroskopisches Wasser) des Brennstoffes in kg.

Beispiel. Es sei $c = 0{,}8175$, $h = 0{,}0511$, $o = 0{,}0909$, $s = 0{,}0104$ und $w = 0{,}0166$. Daraus folgt:

$$H = 8100 \cdot 0{,}8175 + 29\,000\left(0{,}0511 - \frac{0{,}0909}{8}\right) + 2500 \cdot 0{,}0104 - 600 \cdot 0{,}166$$
$$= 7789 \text{ W.E.}$$

---

[1] Diese Berechnungen sind zur Darstellung des Rechnungsganges gegeben und beanspruchen keine äußerste Genauigkeit in den letzten Dezimalstellen, namentlich bezüglich der Atomgewichte. — [2] Zeitschr. f. Elektrochemie 1904. 10. S. 626.

Daß eine genaue Berechnung des Heizwertes für jeden Brennstoff erforderlich ist, geht schon aus dem Umstande hervor, daß die Heizwerte außerordentlich verschieden sind. In der folgenden Tabelle[1] sind die Heizwerte verschiedener fester und flüssiger Brennstoffe zusammengestellt. Dieselben sind den Untersuchungen von Dr. LANGBEIN in Dresden, welche derselbe in den Jahren 1900—1902 angestellt hat, entnommen. Über die Heizwerte der gasförmigen Brennstoffe wird näheres bei den Explosionskraftmaschinen mitgeteilt werden.

	Heizwerte W. E.
Sägemehlbriketts	von 3400 bis 4100 für 1 kg
Torf	„ 2700 „ 4800 „ 1 „
Erdige Braunkohle	„ 1900 „ 3100 „ 1 „
Briketts	„ 4500 „ 5400 „ 1 „
Böhmische Braunkohle	„ 3600 „ 5500 „ 1 „
Steinkohlen aus Schlesien	„ 5300 „ 7500 „ 1 „
„ „ Sachsen	„ 5400 „ 7200 „ 1 „
„ „ Saargebiet	„ 5800 „ 7700 „ 1 „
„ „ Westfalen	„ 6600 „ 7900 „ 1 „
„ „ England	„ 6000 „ 7800 „ 1 „
Steinkohlenbriketts	„ 6100 „ 7700 „ 1 „
Anthrazit	„ 7600 „ 8100 „ 1 „
Grudekoks[2]	„ 3500 „ 4000 „ 1 „
Steinkohlenkoks	„ 5600 „ 7400 „ 1 „
Paraffinöl	„ 9800 „ 9840 „ 1 „
Petroleum	„ 10300 „ 10330 „ 1 „

Bei so außerordentlich schwankenden Werten, speziell bei der für Kesselfeuerungen in Frage kommenden Steinkohle, ist es daher bei Beschaffung des Brennmaterials stets erforderlich, sich bei größeren Abschlüssen den Heizwert garantieren zu lassen, bzw., wenn dies nicht möglich ist, stets vorher Proben indirekt zunächst durch Elementaranalyse auf ihren Heizwert zu untersuchen.

Der zweite, direktere und genauere Weg zur Bestimmung des Heizwertes ist der empirische durch Verbrennung kleiner Brennstoffproben in der kalorimetrischen Bombe, worauf an dieser Stelle nur hingewiesen zu werden braucht. Die durch die kalorimetrische Verbrennung und die aus der Elementaranalyse berechneten Heizwerte ergeben meistens eine genügende Übereinstimmung. Die nachstehende Tabelle[3] zeigt, bis zu welcher Genauigkeit die Übereinstimmung beider Werte in der Praxis für gewöhnlich erzielt wird.

Bericht über die Untersuchung der Kohlen von GEORG BUCHNER, München.

Entnahmetag der Kohlenprobe:	22./4. 1902	23./4. 1902	24./4. 1902	25./4. 1902
Heizwert (durch Verbrennung in der Bombe)	7198	6944	7390	6990
		im Mittel:	7130 W.E.	
Elementaranalyse:				
Kohlenstoff	74,90	72,63	77,00	72,93
Wasserstoff	4,65	4,48	4,82	4,38
Sauerstoff und Stickstoff	7,01	7,04	7,32	6,79
Schwefel	1,43	1,58	1,58	1,44
Wasser	3,07	5,09	2,56	3,67
Asche	8,94	9,18	6,72	10,79
Nach der Verbandsformel berechneter Heizwert	7178,7	6936,0	7393,6	6945,01
		im Mittel:	7113 W.E.	

Der Unterschied beider Mittelwerte beträgt somit nur 7130 — 7113 = 17 W.E. oder nur 0,23% des letzteren Mittelwertes.[4]

[1] Ztschr. f. die gesamte Kälteindustrie 1902. Heft 10. S. 197. Ferner siehe: LANGBEIN, Die Auswahl der Kohlen, Leipzig 1905. — [2] Destillationsrückstand bei der Braunkohlenschweelerei. — [3] Amtliche Versuchsresultate, gewonnen an der von der Firma Röhrenwerk Herrenhütte A. HERING, Maschinen- und Überhitzerfabrik, Nürnberg, für das Städtische Elektrizitätswerk in Mannheim gelieferte Überhitzeranlage. — [4] Vergl. auch LUNGE-BERL: Chem. techn. Untersuchungsmethoden 6. Aufl. (1910) I, S. 289, ULLMANN, Enzyklopädie d. Techn. Chemie III, S. 35 u. 236.

2. Der theoretische Luftverbrauch.

Derselbe ist auf Grund der chemischen Gleichungen und der Elementaranalyse zu berechnen.

$$C + O_2 = CO_2 ,$$
$$12 \text{ g } C + 2 \cdot 16 \text{ g } O = 44 \text{ g } CO_2 ,$$
$$1 \text{ kg C braucht daher } \frac{32}{12} = 2{,}67 \text{ kg O und gibt}$$
$$\frac{44}{12} = 2{,}67 + 1 = 3{,}67 \text{ kg } CO_2 ,$$
$$H_2 + O = 2 \text{ g } H + 16 \text{ g } O = 18 \text{ g } H_2O ,$$
$$1 \text{ g H braucht } 8 \text{ g O und gibt } 9 \text{ g } H_2O ,$$
$$1 \text{ kg H daher } 9 \text{ kg } H_2O .$$

Nun ist das Verhältnis des Stickstoff- und Sauerstoffvolumens in der Luft = 79,1 Vol. % N + 20,9 Vol. % O und in Gewichtsprozent: 77 Gewichtsprozent N + 23 Gewichtsprozent O.

$$1 \text{ Vol. (z. B. 1 Liter) O entspricht daher } \frac{100}{20{,}9} = 4{,}7847 \text{ Vol. Luft,}$$
$$1 \text{ Vol. (z. B. 1 Liter) O} = \frac{79{,}1}{20{,}9} = 3{,}7847 \text{ N} ,$$
$$1 \text{ kg O} = \frac{100}{23} = 4{,}3478 \text{ kg Luft,}$$
$$1 \text{ kg O} = \frac{77}{23} = 3{,}3478 \text{ kg N.}$$

Da ferner $O_2 = 22{,}412 \text{ l } O = 2 \cdot 16 = 32$ g ist, so folgt:

$$1 \text{ g O} = \frac{22{,}412}{32} = 0{,}7004 \text{ l O} ,$$
$$1 \text{ l O} = \frac{32}{22{,}412} = 1{,}428 \text{ g (bei } 0^0 \text{ und } 760 \text{ mm)} ,$$
$$N_2 = 22{,}412 \text{ l} = 2 \cdot 14 = 28 \text{ g} ,$$
$$1 \text{ g N} = \frac{22{,}412}{28} = 0{,}8004 \text{ l} ,$$
$$1 \text{ l N} = \frac{28}{22{,}412} = 1{,}249 \text{ g } (0^0 \text{ und } 760 \text{ mm}) .$$

Aus diesen Beziehungen ist es leicht, die für einen bestimmten Brennstoff theoretisch erforderliche Luftmenge zu berechnen. Für Annäherungsberechnungen ist auch hier eine Näherungsgleichung aufgestellt, welche lautet

$$\mathfrak{L} = \frac{2{,}67 \cdot c + 8\,h + s - o}{0{,}23} . \qquad (44)$$

Hieraus berechnet sich die theoretische Luftmenge in cbm von 0^0 für 1 kg Brennstoff, worin c, h, o, s dieselben Bedeutungen wie in der obigen Verbandsformel haben. Zur Berechnung des Luftvolumens aus dem Luftgewicht und umgekehrt dienen die folgenden bekannten Gleichungen:

$$1 \text{ cbm Luft} = 1{,}2937 \text{ kg bei } 0^0 \text{ und } 760 \text{ mm} ,$$
$$1 \text{ cbm Luft von } t^0 = 1{,}2937 \cdot \frac{273}{273 + t} \text{ kg} .$$

Zur Berechnung der Luftmenge aus dem Luftgewicht dient allgemein die auch oben (S. 00) schon angegebene Gleichung:

$$V \cdot P = G \cdot R \cdot T ,$$

also

$$V = \frac{G \cdot R \cdot T}{P} .$$

Hierin bezeichnet V die Luftmenge in cbm, G das Luftgewicht in kg, P den Luftdruck in Atmosphären (1 Atm. z. B. = 10 334 kg pro qm), $R = 29{,}272$, die sogenannte REGNAULTsche Konstante, und endlich $T = 273 + t$ die absolute Lufttemperatur.

Beispiel. Die aus der Elementaranalyse berechnete Luftmenge in kg für 1 kg Brennstoff beträgt 11 kg, die Temperatur der Luft 17°, der Druck $P = 1$ Atm.

Dann ist

$$V = \frac{11 \cdot 29{,}27 \cdot (273 + 17)}{10334} = 9 \text{ cbm} .$$

3. Der pyrometrische Heizwert oder die Verbrennungstemperatur.

Bezeichnet H den Heizwert des Brennstoffes, $\mathfrak{L}$ das Luftgewicht für 1 kg Brennstoff, m den Luftüberschuß oder das Vielfache der theoretischen Luftmenge, t_1 die Verbrennungstemperatur über dem Roste, t_a die äußere Lufttemperatur und c_p die spezifische Wärme bei konstantem Drucke für die Verbrennungsprodukte, welche $\sim = 0{,}24$ gesetzt werden kann, so läßt sich aus der folgenden Annäherungsgleichung für den Heizwert

$$H = (1 + m \cdot \mathfrak{L})\, c_p\, (t_1 - t_a) \tag{45}$$

die Verbrennungstemperatur berechnen, nämlich

$$t_1 = t_a + \frac{H}{(1 + m \cdot \mathfrak{L})\, c_p} . \tag{46}$$

Unter Berücksichtigung der Verluste, sowie der unvollständigen Verbrennung gilt jedoch die folgende Gleichung:

$$t_1 = t_a + \frac{\eta_1 (1 - \sigma)}{(1 + m \cdot \mathfrak{L})\, c_p} \cdot H . \tag{47}$$

Hierin bezeichnet $\eta_1 \cdot H$ die tatsächlich nur entwickelte Wärme und $\sigma \cdot \eta_1 \cdot H$ die durch direkte Strahlung an die Kesselwände verloren gehende Wärme, so daß also nur $\eta_1 \cdot H - \sigma \eta_1 \cdot H = \eta_1 (1 - \sigma) \cdot H$ des Heizwertes nutzbar gemacht wird.

Beispiel. Es sei $H = 7500$ W.E., $\mathfrak{L} = 11$ kg, $m = 1{,}9$, also fast die doppelte der theoretischen Luftmenge,

$$\eta_1 = 0{,}8 , \quad \sigma = 0{,}2 \quad \text{und} \quad t_a = 20^0 .$$

so folgt

$$t_1 = 20 + \frac{0{,}8\,(1 - 0{,}2)}{(1 + 1{,}9 \cdot 11) \cdot 0{,}24} \cdot 7500 = 20 + 912{,}6 = \sim 933^0 .$$

Theoretisch würde die Verbrennungstemperatur sich zu

$$t_1 = t_a + \frac{H}{(1 + m \cdot \mathfrak{L})\, c_p}$$

$$= 20 + \frac{7500}{(1 + 1{,}9 \cdot 11) \cdot 0{,}24} = 20 + 1425{,}8 = 1445{,}8 \sim 1446^0$$

berechnet haben.

4. Der Luftüberschuß bei der Verbrennung und die Bestimmung der Ausnutzung der Wärme aus den Abgasen.

Da es praktisch unmöglich ist, einen Brennstoff mit der theoretisch nötigen Sauerstoffmenge zu verbrennen, vielmehr immer ein Luftüberschuß $\mathfrak{L}_{ü}$, welcher in Vielfachem der theoretischen Luftmenge angegeben wird, vorhanden ist, so ist hiermit ein Verlust verbunden, da die Luft unnötig erwärmt durch die Feuerung hindurchgeht. Für gewöhnlich wird der Luftüberschuß aus dem Kohlensäuregehalt der Rauchgase bestimmt, wozu es jedoch notwendig ist, die Zusammensetzung des Brennmaterials zu kennen, um hieraus den theoretischen Kohlensäuregehalt der Abgase zu berechnen. Bezeichnet man letzteren mit CO_2 max., so ist der Luftüberschuß zu beurteilen durch die Formel:

$$\mathfrak{L}_{ü} = \frac{CO_2 \text{ max.}}{CO_{2Rg}}, \tag{48}$$

worin der Nennerwert den in den Rauchgasen enthaltenen und durch die Versuche festgestellten Kohlensäuregehalt angibt.

In neuerer Zeit hat Paul Fuchs[1] zuerst darauf hingewiesen, daß man den Luftüberschuß viel einfacher aus dem freien Sauerstoff in den Rauchgasen ermitteln kann, wobei man die chemische Analyse des Brennstoffes entbehren kann. Seine Gleichung lautet

$$\mathfrak{L}_{ü} = \frac{20,96}{20,96 - O_{Rg}}, \tag{49}$$

in welchem 20,96 das in 100 Teilen Luft enthaltene freie Sauerstoffvolumen und O_{Rg} den in den Rauchgasen durch die Untersuchung gefundenen freien Sauerstoff in Volumenprozenten bedeutet.

Fuchs hat hierfür die nachfolgende Tabelle aufgestellt und dieselbe auch graphisch aufgezeichnet.

Vielfaches der theoretischen Luftmenge	Vol. % Sauerstoff in den Rauchgasen	Vielfaches der theoretischen Luftmenge	Vol. % Sauerstoff in den Rauchgasen
1,00	0,000	1,80	9,316
1,05	0,999	1,85	9,631
1,10	1,906	1,90	9,929
1,15	2,734	1,95	10,212
1,20	3,494	2,00	10,480
1,25	4,192	2,05	10,736
1,30	4,837	2,10	10,980
1,35	5,435	2,15	11,212
1,40	5,989	2,20	11,433
1,45	6,505	2,25	11,645
1,50	6,987	2,30	11,847
1,55	7,434	2,35	12,041
1,60	7,860	2,40	12,227
1,65	8,254	2,45	12,405
1,70	8,631	2,50	12,570
1,75	8,983		

Aus dem Luftüberschuß, welcher somit leicht bestimmt werden kann, und der Temperatur der Heizgase läßt sich sodann leicht der Wärmeverlust

[1] Die Kontrolle des Dampfkesselbetriebes in bezug auf Wärmeerzeugung und Wärmeverwendung, Berlin, J. Springer, 1903, S. 6ff.

berechnen und hiernach der **Nutzeffekt** des Feuerungsprozesses, welcher um so geringer ist, je größer die nutzlos durchgeleitete Luftmenge ist.[1]

Dem erstgenannten Werke ist auch die nachfolgende Zusammenstellung entnommen, welche zeigt, wie der Nutzeffekt der Feuerungsanlagen mit dem zunehmenden Luftüberschuß sehr stark abnimmt.

Zusammensetzung des Brennstoffes:	*A*	*B*
C	72,03 %	71,88 %
H	4,52 %	1,32 %
O	7,80 %	2,84 %
N	1,03 %	0,98 %
Wasser	2,59 %	5,58 %
Rückstände	14,03 %	17,40 %

	A	*B*
Theoretisch notwendige Luftmenge L	9,504 kg	8,597 kg
Theoretisch erzeugte Rauchgasmenge R	10,179 kg	9,358 kg
Theoretischer Heizwert Hw	6504 W.E.	6078 W.E.
Luftüberschußkoeffizient	1,414 fach	2,251 fach
Tatsächlich angewandte Luftmenge L_p	14,438 kg	19,351 kg
Effektiv erzeugtes Rauchgasquantum R_g	15,113 kg	20,112 kg
Zusammensetzung des Rauchgases am Heizflächenanfang CO_2	13,83 Gew. %	10,36 Gew. %
O_2	7,58 Gew. %	12,41 Gew. %
H_2O	2,38 Gew. %	3,60 Gew. %
N	76,21 Gew. %	73,63 Gew. %
Rauchgastemperatur T	1251 °C	699 °C
Spezifische Wärme der Rauchgase C_{pRg}	0,3260 W.E.	0,2896 W.E.
Wärmemenge der aus 1 kg Kohle gebildeten Rauchgase $R_g \cdot C_{pRg} \cdot T$	6188,77 W.E.	4071,07 W.E.
Nutzeffekt des Feuerungsprozesses $\frac{R_g \cdot C_{pRg} \cdot T \cdot 100}{Hw} =$	95,12 %	66,97 %

Im Falle A verliert man mithin trotz hoher Anfangstemperatur nur 4,88 % von der effektiv vorhandenen Wärmemenge, während im Falle B 33,03 % verloren gehen. Die Ursache ist in dem gasarmen Brennstoff zu suchen, welcher schwer entzündlich ist und, um überhaupt zu verbrennen, nur mit großem Luftüberschuß verfeuert werden kann. Es kommen hier die bei der Anführung der einzelnen Funktionen der Komponenten der Steinkohle zum Ausdruck gebrachten Erscheinungen zur Geltung.

Die in der letzten Zeile angeführte Gleichung des Nutzeffektes des Feuerungsprozesses lautet allgemeiner

$$\eta_f = \frac{R_g c_{p\,Rg} \cdot T - L_p \cdot c_{pL} \cdot t}{Hw}, \tag{50}$$

worin folgende Bezeichnungen gelten:

Hw der Heizwert des Brennstoffes für 1 kg in W.E., Lp die tatsächlich angewandte Luftmenge in kg, welche mit der Temperatur t in °C zuströmt, R_g die wirklich erzeugte Rauchgasmenge in kg, deren Abgangstemperatur T in °C ist. Ferner c_L und c_{Rg} die spezifische Wärme der Luft und der Rauchgase, bezogen auf 1 kg, bei konstantem Druck. Da in den beiden obigen Beispielen die Temperatur der zuströmenden Luft $t = 0^0$ gesetzt ist, so fällt der Subtrahent im Zähler des Bruches fort.

[1] Ausführlicheres hierüber siehe im vorgenannten Werke S. 38 der Nutzeffekt des Feuerungsprozesses und J. BRANDT, Technische Untersuchungsmethoden zur Betriebskontrolle insbesondere zur Kontrolle des Dampfbetriebes, Berlin, J. Springer, 1904, S. 57 ff. Vergl. auch ULLMANN, Enzyklopädie der Techn. Chemie V, S. 493.

Für gewöhnlich jedoch ist dieser Wert nicht zu vernachlässigen, so daß der Wirkungsgrad hierdurch verringert wird. Würde z. B. im übrigen Falle die Temperatur t der Luft $= 10^0$ C gewesen sein, so würden im ersteren Falle rund 35 W.E., im letzetern 46 in Abzug zu bringen sein, wodurch der Wirkungsgrad etwas verringert wird. Jedenfalls läßt sowohl die Gleichung, als auch die Tabelle klar erkennen, wie beträchtlich mit zunehmendem Luftüberschuß der Nutzeffekt des Feuerungsprozesses sinkt.

§ 4. Beziehungen zwischen Dampfmenge, Brennstoffmenge, Heizfläche und Rostfläche der Kessel.

Die von einem Dampfkessel in einer Stunde zu liefernde Dampfmenge D in kg ist zunächst abhängig von der in der gleichen Zeit im Kessel verfeuerten Brennstoffmenge B in kg, sodann von der Größe der von den Feuergasen berührten Oberfläche des Kessels, der sogenannten Heizfläche H in qm, und endlich von der Größe der Fläche, auf welcher die Verbrennung stattfindet, der Rostfläche R in qm.

Man unterscheidet bei jedem Dampfkessel diejenige Dampfmenge, welche er, bezogen auf 1 kg Brennstoff, liefert und diejenige Dampfmenge, welche er bezogen auf 1 qm Heizfläche liefert.

Die Heizfläche eines Kessels besteht aus der sogenannten direkten und indirekten Heizfläche. Die erstere ist jene, welche direkt vom Feuer und den noch brennenden Gasen berührt wird, die letztere diejenige, welche von den abziehenden heißen Verbrennungsprodukten bestrichen wird. Um die Heizfläche möglichst groß zu machen, also auch die Ausnutzung der Feuergase möglichst vollkommen durchzuführen, werden die Gase in Schlangenwindungen oder zickzackförmig oder von vorn nach hinten und zurück in, durch, und um den Kessel geführt. Trotzdem ist es nicht möglich, denselben ihre Wärme derartig zu entziehen, daß sie nur mit einer die äußere Lufttemperatur um einen geringen Betrag übersteigenden Temperatur abziehen, vielmehr ist die Temperatur derselben, wie im vorhergehenden Paragraphen besprochen wurde, immer noch eine verhältnismäßig hohe, und ist der Wärmeverlust durch die abziehenden Feuergase, wie früher nachgewiesen ist, unvermeidlich.

Bei der Rostfläche eines Kessels unterscheidet man die sogenannte totale und die freie Rostfläche und versteht unter ersterer die gesamte, von den Kohlen bedeckte Fläche und unter der letzteren die Summe aller, für den Durchgang der Verbrennungsluft zur Verfügung stehenden Rostspaltöffnungen. Das Verhältnis der letzteren zur ersteren darf nicht zu klein gewählt werden, damit die zur Verbrennung erforderliche Luft durch den Rost zum Brennstoff gelangen kann. Nach dem vorher Gesagten bestehen zwischen den vier genannten Werten bestimmte Beziehungen, welche erfahrungsgemäß festgelegt sind. Selbstverständlich sind diese Werte für normale, in der Praxis am häufigsten vorkommende Verhältnisse festgesetzt.

1. Das Verhältnis der Dampfmenge zur Brennstoffmenge

bezeichnet man auch als die Verdampfungsziffer. Dieselbe ist abhängig von dem Heizwert des zur Verbrennung kommenden Materials, von dem Wirkungsgrad der Feuerung, von der Höhe der Spannung, also auch der Temperatur des zu erzeugenden Dampfes, von der Temperatur des Speisewassers und endlich von dem Wirkungsgrad der Kesselfeuerung. Unter letzterem versteht man das Verhältnis der wirklich bei der Verbrennung nutzbar gemachten Wärme zu der gesamten entwickelten Wärme. Hierbei ist zu beachten, daß nur

diejenige Wärmemenge als nutzbar gemacht angesehen werden kann, welche in Form von erzeugtem Dampf wiedergewonnen ist. Als verlorene Wärme ist dagegen diejenige zu bezeichnen, welche von den abziehenden Feuergasen durch den Schornstein des Dampfkessels in die freie Luft abgeleitet wird, sowie diejenige, welche durch das gesamte Kesselmauerwerk und die aus demselben hervorstehenden, wenn auch mit Isoliermaterial gut bekleideten Teile des Dampfkessels an die äußere Luft durch Ausstrahlung und Leitung abgegeben wird. Für gewöhnlich wird der Wirkungsgrad der Feuerung zu $\eta_1 = 0{,}7 - 0{,}9$ angenommen, im Mittel also zu 0,8.

Zur genauen Berechnung der Dampfmenge aus der Brennstoffmenge dient die Gleichung

$$D = B \cdot \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \frac{H}{Q}. \tag{51}$$

Hierin bezeichnet: B die stündliche Brennstoffmenge in kg, H den Heizwert derselben in W.E. für 1 kg, Q diejenige Wärmemenge, welche zur Verdampfung eines kg Wassers aus der Anfangstemperatur in die Dampftemperatur erforderlich und nach den früher aufgestellten Gleichungen zu berechnen ist, ferner η_1 den Wirkungsgrad der Feuerung, welcher also im Mittel zu 0,8 angenommen werden kann, η_2 den Wirkungsgrad der Heizfläche, welcher sich zu etwa 0,6—0,88 setzen läßt. Genauer kann derselben nach der Gleichung berechnet werden:

$$\eta_2 = \sigma + (1 - \sigma) \cdot \left(1 - \frac{T_1}{T}\right). \tag{52}$$

Hierin ist σ, das Ausstrahlungsverhältnis, zu etwa 0,2—0,3 zu nehmen, ferner bezeichnet T die Verbrennungstemperatur des Brennstoffes auf dem Rost, welche nach den im früheren Paragraphen angegebenen Gleichungen zu berechnen ist, und T_1 die thermometrisch zu bestimmende Temperatur der Heizgase beim Eintritt in den Schornstein, auch die Abgangstemperatur oder Fuchstemperatur der Heizgase genannt. Für überschlägliche Berechnungen dienen die Werte der nachfolgenden Tabelle.

Verdampfungsziffer verschiedener Brennstoffe $\frac{D}{B}$.

				$D:B$		
Oberschlesische Steinkohle	von ~	6800	W.E.	7,6	bis	8,0
Westfälische „	„ „	7300	„	8,0	„	8,5
Gaskoks	„ „	6800	„	7,6	„	7,8
Böhmische Braunkohle . . .	„ „	4600	„	5,4	„	5,5
Lausitzer „ . . .	„ „	2300	„	2,1	„	2,3
Torf	„ „	1800	„	1,8	„	2,0
Holz (trocken)	„ ~	3000	„	3,2	„	3,4
Stroh	„ „	1500	„	1,7	„	1,8
Lohe	„ „	1000	„	1,1	„	1,2

Die Verdampfungsziffer wird jedoch in zweierlei Formen angegeben, einmal für die Dampfmenge in kg von der Temperatur des Speisewassers in Dampf von der dem Betriebsdruck entsprechenden Temperatur und sodann als die Dampfmenge in kg, berechnet auf Speisewasser von 0°, in Dampf von 100°. Die Umwandelung des ersteren Wertes in den letzteren ist mit Hilfe der Dampftabellen bzw. der Regnaultschen Gleichung leicht ausführbar.

Als gute Mittelwerte für die Verdampfung können die in der folgenden Tabelle für verschiedene Heizwerte und verschiedene Wirkungsgrade der Feuerung zur Erzeugung trocknen und gesättigten Dampfes angegebenen Werte angesehen werden.

Heizkraft	Für einen Wirkungsgrad der Feuerung von 0,80 — und einen Wassergehalt des Dampfes von			0,70			0,60		
	0	0 1	0,2	0	0,1	0,2	0	0,1	0,2
Kalorien	kg	kg	kg	kg	kg	kg	kg	kg	kg
7500	9,19	9,95	10,85	8,04	8,71	9,49	6,89	7,46	8,14
7000	8,57	9,29	10,13	7,50	8,12	8,86	6,43	6,96	7,59
6500	7,96	8,62	9,40	6,97	7,54	8,22	5,97	6,46	7,05
6000	7,35	7,96	8,68	6,43	6,96	7,59	5,51	5,97	6,51

Dieselben gelten für Wasserdampf von einem Wassergehalt von 0—0,2 oder 0—20%, von einer Temperatur des Speisewassers von 0° und einem Dampfdruck von 5 Atm.

2. Die Verdampfung, bezogen auf die Heizfläche.

Hierfür sind gleichfalls bestimmte Erfahrungswerte ermittelt. Die Größe der von 1 qm Heizfläche erzeugten Dampfmenge ist einmal abhängig von der Art und Weise des Betriebes, sodann von den Zugverhältnissen des Kessels und von dem System des Kessels an sich. Das Verhältnis der Dampfmenge zur Heizfläche kann man wie folgt angeben:

Art des Betriebes:	$D:H$	
sehr langsam	12—14	kg bezogen auf 1 qm in der Stunde
langsam	15—17	„ „ „ 1 „ „ „ „
normal	18—20	„ „ „ 1 „ „ „ „
gesteigert	22—26	„ „ „ 1 „ „ „ „
stark angestrengt . . .	25—30	„ „ „ 1 „ „ „ „

Die Verdampfung wird um so günstiger sein, je rascher der Wärmeaustausch an der inneren Oberfläche des Kessels vor sich gehen kann, je früher also die an der Kesselfläche entstandenen Dampfblasen in den Dampfraum des Kessels abgeführt werden. Unter Berücksichtigung dieses Prinzips sind vielfache Konstruktionen ersonnen worden, welche dazu dienen sollen, den Umlauf des Wassers im Inneren des Kessels oder die Zirkulation möglichst zu erhöhen. Hierher gehören unter anderen die Doppelrohre der Dürrkessel, die DUBIAUsche Rohrpumpe und andere Einrichtungen.

3. Beziehungen zwischen der Rostfläche und der Brennstoffmenge.

Auch hierfür sind bestimmte mittlere Erfahrungswerte festgesetzt worden, welche in der folgenden Tabelle enthalten sind.

Art des Betriebes:	$B:R$ Steinkohle		$B:R$ Braunkohle	
sehr langsam	50— 60	kg/Stde. u. qm Rstfl.	100	kg/Stde. u. qm Rstfl.
langsam	60— 70	„ „ „	150	„ „ „
normal	80—100	„ „ „	200	„ „ „
forciert	110—120	„ „ „	300	„ „ „

Die Tabelle zeigt, daß mit zunehmender Beanspruchung der Rostfläche die auf 1 qm derselben in der Stunde verbrannte Brennstoffmenge in kg erheblich zunimmt. Bei normalem Betrieb kann die Brennstoffmenge bei Steinkohle zu etwa 90 kg für 1 qm der Rostfläche angenommen werden. Aus dem Mittelwerte,

welcher für die beiden Verhältnisse angegeben ist, berechnet sich das Verhältnis der Heizfläche zur Rostfläche für mittlere Verhältnisse:

$$\frac{H}{R} = 30 - 40$$

oder umgekehrt

$$R = 1/30 - 1/40\, H \text{ in qm.}$$

Beispiel. Eine Dampfmaschinenanlage benötigt 10000 kg Dampf in der Stunde.

Setzt man mittlere Verhältnisse voraus, also $\frac{D}{H} = 20$, so folgt $H = \frac{D}{20} = \frac{10000}{20} = 500$ qm. Wendet man hierfür zwei Dampfkessel an, so erhält jeder Kessel 250 qm Heizfläche. Als Brennstoff soll Steinkohle verwandt werden. Nimmt man eine 7,5fache Verdampfung an, also

$$B = \frac{10000}{7{,}5} = 1347 \text{ kg pro Stunde},$$

also für einen Kessel

$$B = \frac{1347}{2} = 674 \text{ kg},$$

so folgt die Größe der Rostfläche

$$R = \frac{B}{90} = \frac{674}{90} = 7{,}5 \text{ qm}.$$

Diese Rostfläche ist jedoch für einen Kessel zu groß, da dieselbe im allgemeinen 4 qm im ganzen nicht überschreiten sollte.

Wählt man daher vier Kessel, so erhält jeder derselben eine Heizfläche von $\frac{500}{4} = 125$ qm. Da die Brennstoffmenge $B_0 = 1347$ kg beträgt, so hat jeder Kessel $B_1 = \frac{B_0}{4} = 337$ kg in der Stunde zu verbrennen, demnach hat die Rostfläche $R_0 = \frac{337}{90} = 3{,}75$ qm oder für je einen Rost, falls zwei Roste nebeneinander liegen (Zweiflammrohrkessel), $R_1 = 1{,}88$ qm.

§ 5. Die Hauptdampfkesselsysteme.

Bezüglich ihrer Beweglichkeit im Raume unterscheidet man folgende drei Hauptarten von Dampfkesseln:

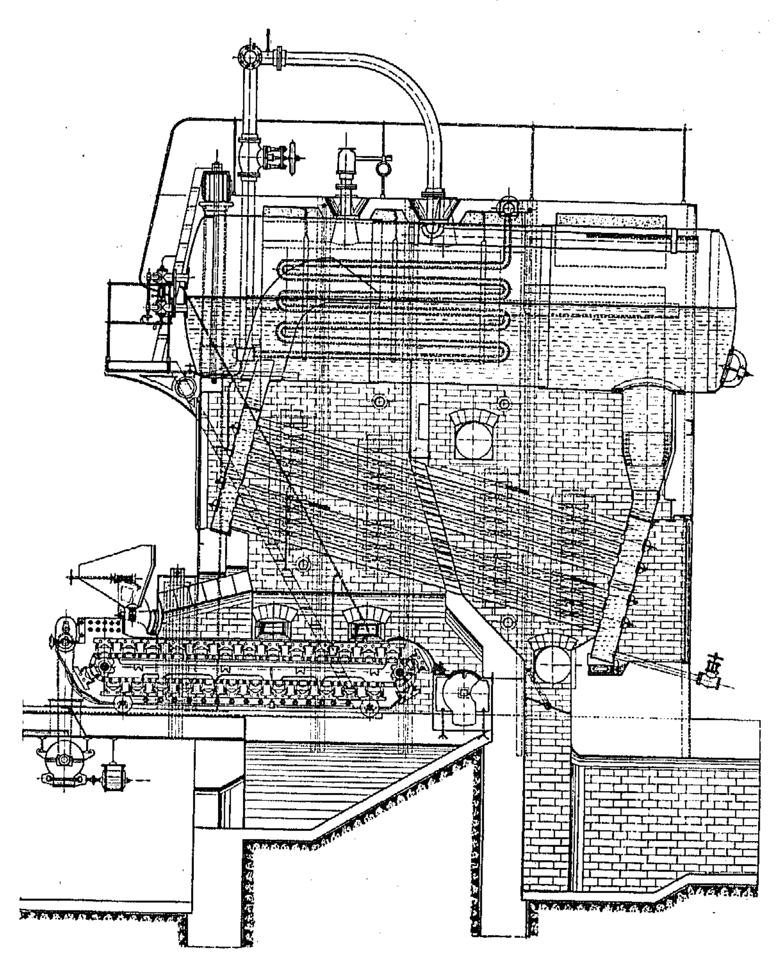
1. Stationäre (fest eingemauerte) Kessel;
2. halbstationäre (während des Betriebes stillstehende) Kessel, sogenannte Lokomobilkessel;
3. bewegliche Kessel, Lokomotiv- und Schiffskessel, sowie Kessel für Transportmaschinen aller Art.

Für die Zwecke der chemischen Industrie kommen fast ausnahmslos nur die Kessel des ersten Systems in Betracht, seltener, für vorübergehende Anwendung, so z. B. für zeitweilige Betriebsvergrößerung, auch diejenigen der zweiten Gruppe.

Bei den stationären Kesseln lassen sich, so außerordentlich verschieden auch die im Laufe der Zeit ersonnenen und erprobten Konstruktionen sind, doch im wesentlichen ebenfalls wieder bestimmte Hauptgruppen unterscheiden, welche hauptsächlich hinsichtlich der äußeren Anordnung, der Bildung der Wasser- und

Dampfräume, der Führung der Heizgase, der Wasserzirkulation, des Verhältnisses des Wasserinhaltes zum Dampfraume, der Kombination der verschiedenen zur Aufnahme des Wassers dienenden Hohlräume (Zylinder, Sieder, Wasserrohre usw.) voneinander abweichen.

Die einfachste und älteste Form weisen die einfachen Walzenkessel auf, welche sowohl liegend als auch stehend, im ersteren Falle meist in Kombination mit darunter befindlichen Siedern ausgeführt werden.

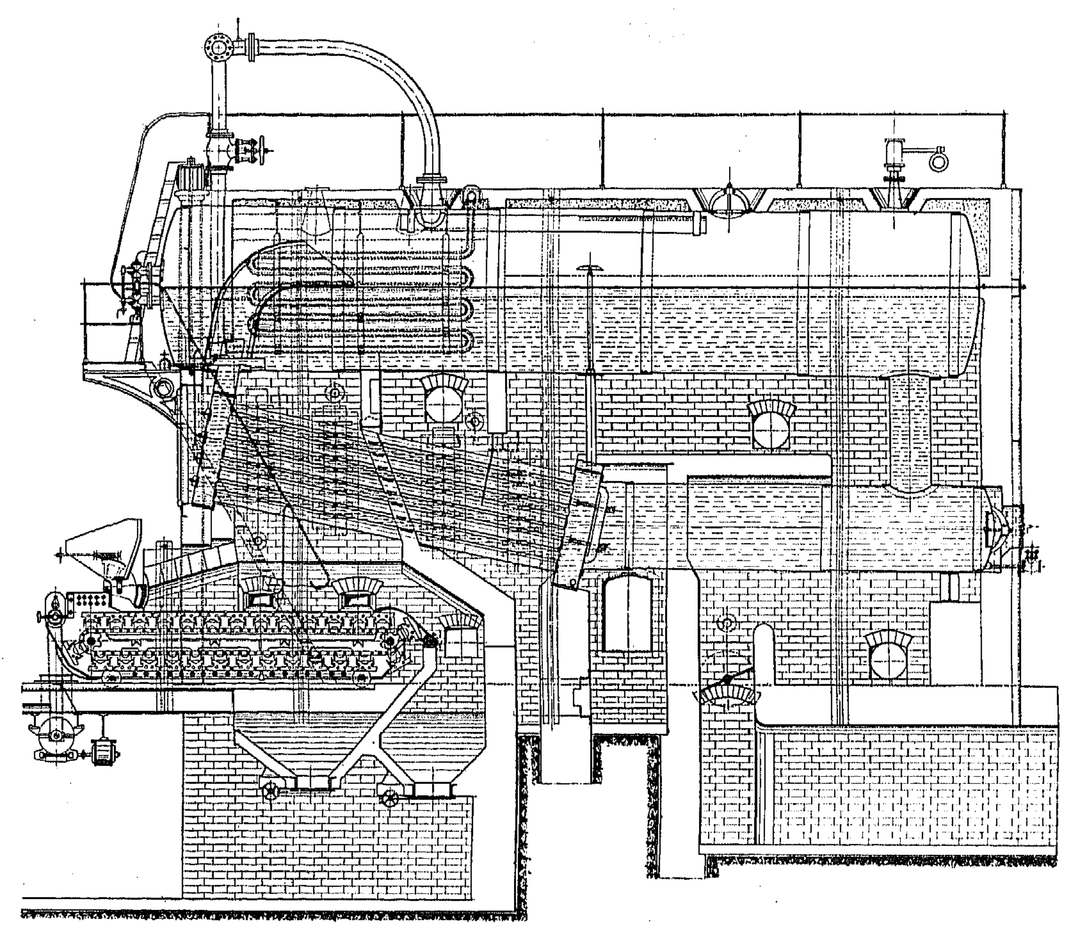


Figur 11.

Ein sehr verbreitetes System dieser Art, bei welchem die direkte Heizfläche aus zahlreichen, mit Wasser gefüllten dünnen Röhren, sogenannten Wasserröhren, gebildet wird, ist der in Figur 11 im Längsschnitt durch die Einmauerung dargestellte, von der Firma Petry-Dereux in Düren, Rheinland, gebaute Wasserrohrkessel, während in Figur 12 der Mac-Nicolkessel dieser Firma mit Wanderrost im Schnitt durch den Kessel selbst abgebildet ist, welch letzterer noch mit einer, über dem vorderen Teil des Oberkessels liegenden Dampfüberhitzeranlage versehen ist. Die schräg liegenden Wasserröhren sind durch zwei Sammelkammern, eine vordere und eine hintere, mit dem zylindrischen Oberkessel verbunden, deren letztere auch das vordere Ende der beiden zylindrischen Sieder aufnimmt, während dieselben hinten durch je einen zylindrischen

Stutzen mit dem Hinterteil des Oberkessels in Verbindung stehen. Hierdurch wird eine gute Zirkulation des Wassers vom hinteren, relativ kühlsten Ende des Oberkessels durch die beiden Sieder und die Wasserröhren hindurch nach der vorderen Hälfte des Oberkessels bewirkt.

Um eine möglichst hohe Ausnutzung der auf dem Rost erzeugten Wärme und hierdurch eine möglichst lebhafte Verdampfung zu bewirken, legt man die Feuerung bei den sogenannten Flammrohrkesseln (mit einem, meist exzentrisch angeordneten oder zwei symmetrisch zur Mittelebene liegenden Flammen-



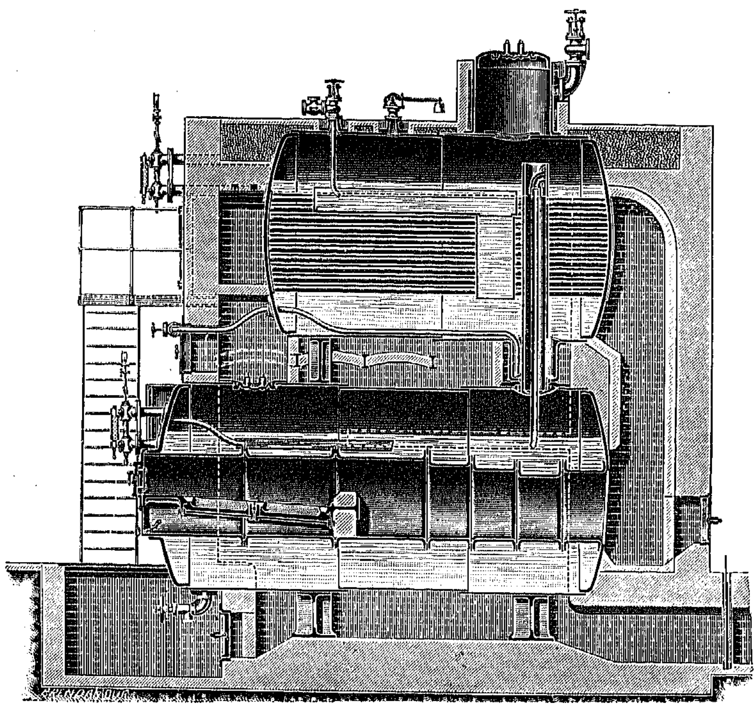
Figur 12.

rohren) direkt in den Kessel selbst hinein. Solche Kessel bezeichnet man im Gegensatz zu dem oben besprochenen Systeme, bei welchem mit Unterfeuerung gearbeitet wurde, als solche mit Innenfeuerung.

Häufig werden diese Flammrohrkessel auch noch mit einem zweiten, darüberliegenden, mit Heiz- oder Rauchrohren durchzogenen Kessel, einem Oberkessel kombiniert, welche Anordnung auf verhältnismäßig kleiner Grundfläche, also bei geringem vorhandenem Raum, eine sehr reichliche Heizfläche und Dampfentwickelung geben.

Eine Ausführung dieser Art der Firma H. Paucksch, Aktiengesellschaft in Landsberg a./Warthe, ist in Figur 13 im Längsschnitt dargestellt. Hierbei besitzt jeder Kessel seinen besonderen Dampfraum, indessen ist die Verbindung

beider und die Abführung des Dampfes des Unterkessels in den Dampfraum des Oberkessels durch ein, am hinteren Ende befindliches, durch einen Verbindungsstutzen hindurchgeführtes Steigrohr bewirkt. Die Feuergase gehen zunächst durch beide Flammenrohre, hierauf in der hinteren Rauchkammer nach oben, durch die im Oberkessel befindlichen 90 Heizrohre nach vorn, von hier unter dem Oberkessel nach rückwärts, umspülen hierauf noch den Unterkessel von oben und unten und gehen schließlich in den, hinten anschließenden Rauchkanal und „Fuchs" mit dem, zur Regelung des Zuges dienenden Fuchsschieber, einer lotrecht verstellbaren Eisenplatte, in den Schornstein. Die Dampfentnahme erfolgt an der höchsten Stelle des Kessels aus dem zylindrischen Aufbau, dem Dom oder Dampfdom.



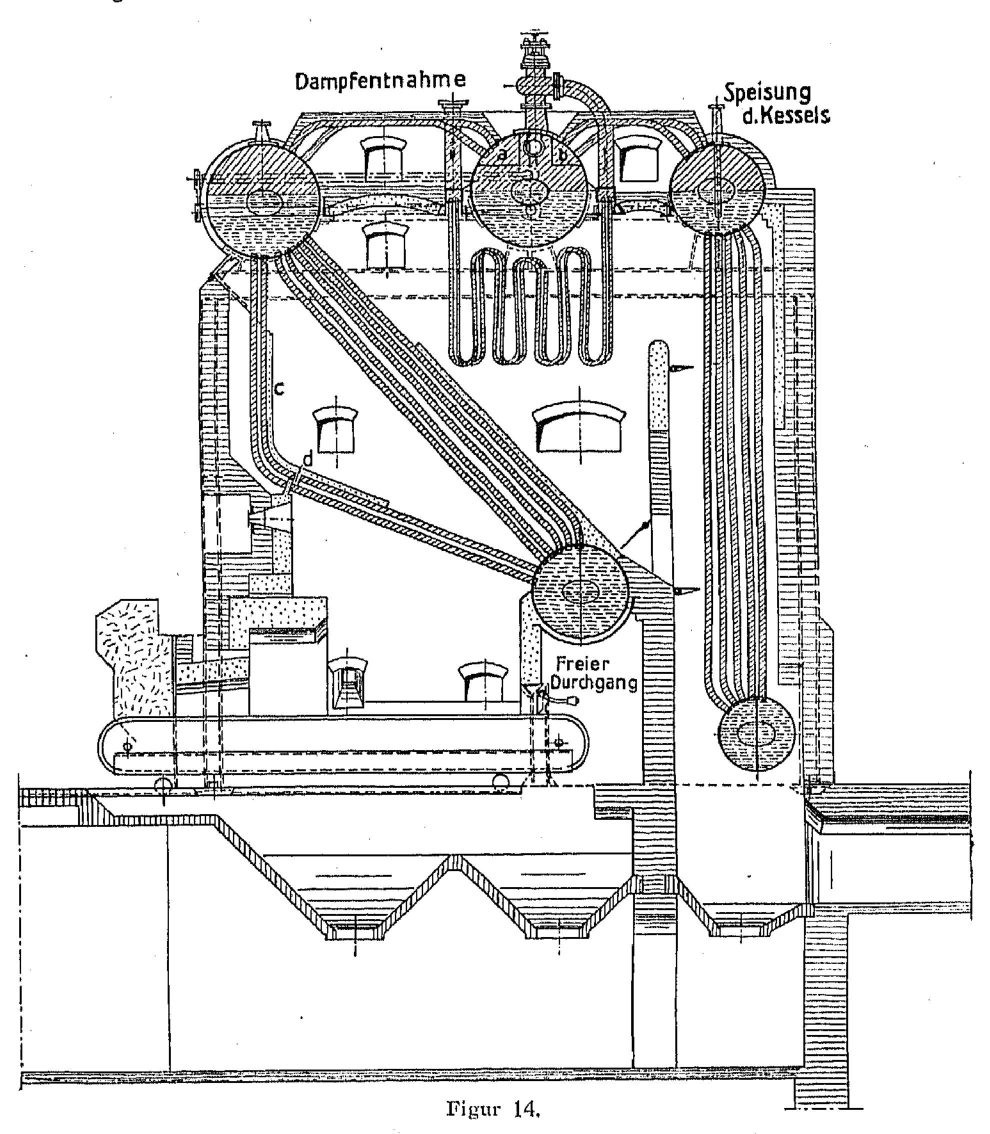
Figur 13.

Im Gegensatz zu den vorbesprochenen Systemen, bei welchen das Wasser sich in großen zylindrischen Gefäßen befindet und der Kessel infolgedessen eine große Wasserreserve enthält, er also auch größeren Betriebsschwankungen hinsichtlich des Dampfverbrauchs ausgesetzt werden kann, stehen die Wasserröhrenkessel, bei welchen sich das Wasser hauptsächlich in einer großen Menge zylindrischer Rohre von nur etwa 8—10 cm innerem Durchmesser befindet.

Bei denselben lassen sich zwei Hauptgruppen unterscheiden, solche Kessel, die in den Rohren zum Teil mit Wasser und zum Teil (am oberen Ende) mit Dampf gefüllt sind und nur einen verhältnismäßig kleinen Dampfsammelstutzen besitzen, und solche, welche auch noch mit einem, gleichfalls Wasser enthaltenden größeren Oberkessel versehen sind. Der Hauptrepräsentant der ersteren Gruppe ist der Rootskessel, bei welchem die schrägliegenden Rohre schlangenartig nach oben gewunden sind und an den Enden durch je zwei Rohre verbindende Formstücke abgeschlossen sind.

Die weitaus wichtigere Gruppe ist jedoch die zweite, bei welcher der Oberkessel auch noch zur Dampferzeugung dient.

Auch bei dieser Gruppe sind zwei Hauptunterscheidungen zu treffen, je nachdem die zahlreichen Wasserrohre an beiden Enden durch Sammelkammern mit dem Oberkessel und untereinander in Verbindung stehen, oder diese Verbindung nur an einer Seite, dem vorderen Ende, stattfindet, und die hinteren



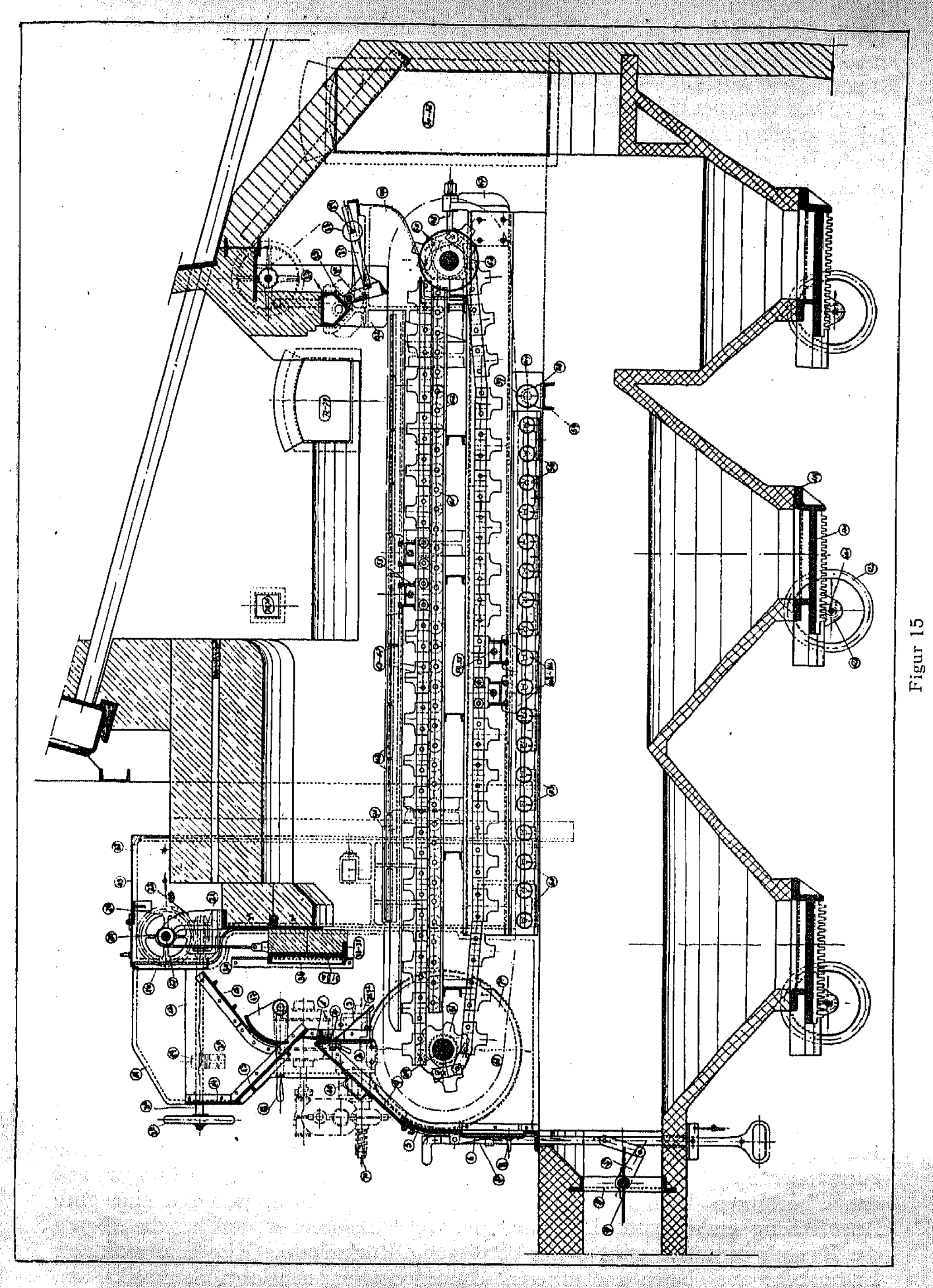
Figur 14.

Enden geschlossen sind. Man unterscheidet darnach Wasserröhrenkessel nach dem Einkammer- und solche nach dem Zweikammersystem.

Von neueren Wasserröhrenkesseln seien besonders folgende Systeme erwähnt, welche weiteste Verbreitung gefunden haben: der „Dürr-Kessel“[1], der Steinmüller[2] Steilrohrkessel, der Burckhardt-Kessel[3] und der Babcock-Wilcox-Hochleistungskessel.[4]

---

[1] Düsseldorf-Ratinger Rohrenkesselfabrik vorm. Dürr & Cie in Ratingen. — [2] L. & C. Steinmüller, Gummersbach (Rhld.). — [3] Petry-Dereux, Dampfkesselfabrik, Düren (Rhld.). — [4] Deutsche Babcock & Wilcox-Dampfkesselwerke A.-G., Oberhausen (Rhld.).



Figur 15

Der auf Tafel I abgebildete Dürr-Kessel, besitzt eine einzige vordere Wasserkammer und zwei längsliegende Oberkessel. Das Wasser zirkuliert in den Wasserröhren und geht durch das innere Rohr nach hinten, während das Dampf- und Wassergemisch durch den Zwischenraum zwischen dem inneren

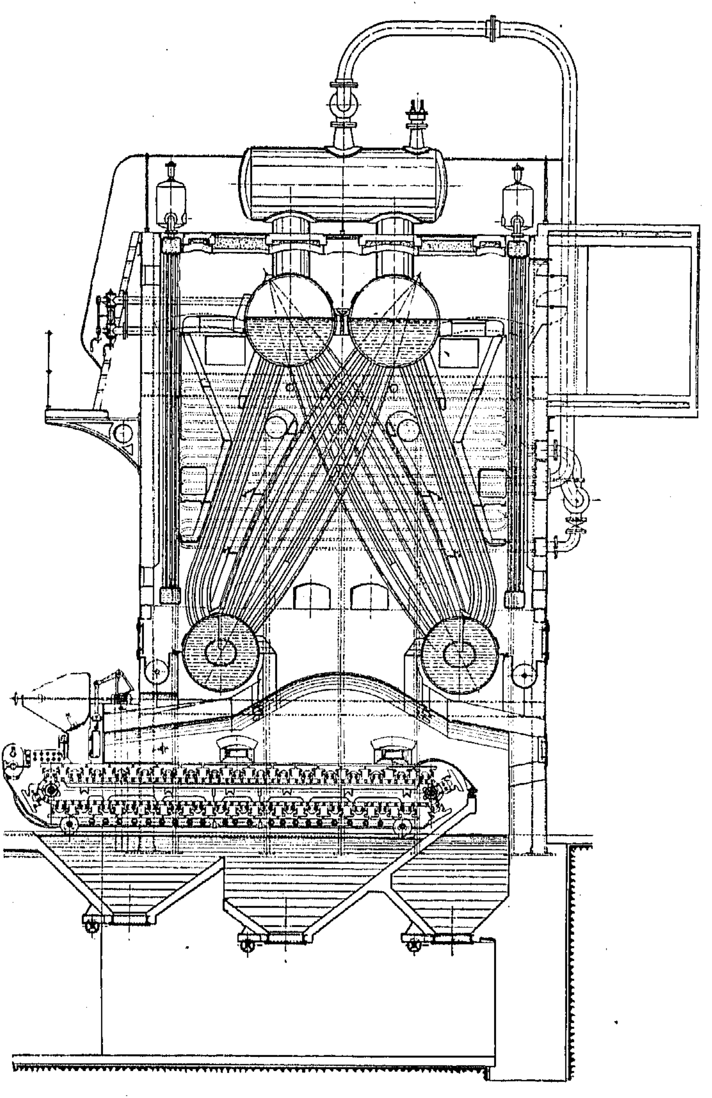
und äußeren Rohr nach der Wasserkammer und von hier in die oberen Längskessel strömt. Die Wasserkammer ist durch eine Scheidewand in zwei getrennte Räume geschieden.

Der Steinmüller-Kessel ist in Figur 14 im Vertikalschnitt dargestellt. Bei demselben sind fünf Querkessel vorhanden, welche durch mehrere Röhrenbündel miteinander verbunden sind. Diese liegen teils direkt über dem Rost, so daß sie von den Flammen bespült werden, teils im letzten Zug, in welchem die niederfallenden heißen Gase die Rohre umspülen. Über dem mittleren Querkessel ist der Dampfüberhitzer eingebaut, der ebenfalls von den heißen Gasen umspült wird. Der Dampf wird aus dem mittleren Oberkessel, an welchen dampferzeugende Rohre nicht angeschlossen sind, entnommen. Der Dampfraum dieses Oberkessels ist mit den Dampfräumen der beiden anderen Oberkessel durch bogenförmige Rohre verbunden. Die Rohre der Rohrbündel von je 83 mm Durchmesser können für sich ausgewechselt werden, ohne daß die nebenliegenden Rohre entfernt zu werden brauchten. In Fig. 15 ist der Wanderrost derselben Firma mit einer Einrichtung zur Unterwindzuführung unter den Rost abgebildet. Derselbe besteht aus zwei endlosen Ketten, welche vorne und hinten über Kettenräder geführt sind und durch Antrieb der vorderen Kettenräder bewegt werden. Jedes Kettenglied trägt eine Reihe nebeneinander liegender kurzer Roststäbe, welche die Rostfläche bilden. Am Ende des Rostes liegt die, aus einem massiven, wassergekühlten Feuerbrückenkörper und einer Reihe von beweglichen Staupendeln bestehende Feuerbrücke, welche den Rost nach hinten abschließt. Der ganze Wanderrost bildet einen, in sich geschlossenen Körper und kann zum Zwecke der Reinigung und etwa vorzunehmender Reparaturen leicht unter dem Kessel weg nach außen herausgezogen werden.

Der Burckhardt-Kessel ist in Figur 16 im lotrechten Schnitt dargestellt. Er besteht aus zwei Ober- und zwei Unterkesseln, welche durch zwei sich kreuzende Siederohrbündel und zwei Fallrohrbündel miteinander verbunden sind. Eine weitere Verbindung zwischen den Oberkesseln bildet ein großer Dampfsammler. Die Röhren sind in die starkwandigen zylindrischen Kesselmäntel eingewalzt. Die Krümmungsbogen jeder Querreihe von Siederöhren schneiden sich in einem Punkte des Oberkessels; in diesen Schnittpunkten ist eine geringe Anzahl Öffnungen mit selbstdichtenden Innenverschlüssen angebracht, durch welche die innere Reinigung sämtlicher Röhren von der Kesseldecke aus erfolgt. Durch diese Verschlußlöcher können die Siederöhren leicht ausgewechselt werden, für die Auswechslung der Fallröhren sind im Mauerwerk Öffnungen vorgesehen. Weder zum Reinigen noch zum Auswechseln der Röhren ist ein Befahren der Feuerzüge nötig. Da alle Röhren leicht gekrümmt sind, können sie sich unabhängig voneinander ausdehnen, wodurch Undichtigkeiten vermieden werden. Der ganze Kessel ist in einem kräftigen Gestell hängend gelagert, das Mauerwerk ist daher entlastet, und die Ausdehnung der Röhrenbündel erfolgt frei nach unten. Der Überhitzer besteht aus einer Anzahl nahtloser Stahlrohrschlangen, welche in nahtlose schmiedeeiserne Sammelkasten eingewalzt sind. Zwecks guter Kühlung der den heißesten Gasen ausgesetzten Schlangen durchströmt diese zuerst der Sattdampf im Gleichstrom mit den Gasen, während im übrigen Teil des Überhitzers Dampf und Gase im Gegenstrom gehen, wodurch eine gute Ausnützung erzielt wird. Der Vorwärmer oder Ekonomiser, welcher die Abgase des Kessels ausnützt, wird an der Vorder- und Rückseite des Kessels angeordnet. Er besteht aus oberen und unteren schmiedeeisernen nahtlosen Sammelkasten, welche durch eingewalzte Stahlrohre miteinander verbunden sind. Gegenüber den Rohrlöchern sind Öffnungen mit selbstdichtenden Innenverschlüssen angebracht, welche eine bequeme innere Reinigung und Auswechslung der Röhren von der Kesseldecke aus ermöglichen. Der Vorwärmer ist ebenfalls hängend gelagert,

so daß die Ausdehnung der Röhren frei nach unten erfolgt. Der Burckhardtkessel kann auch mit jedem anderen Ekonomisersystem zusammengebaut werden.

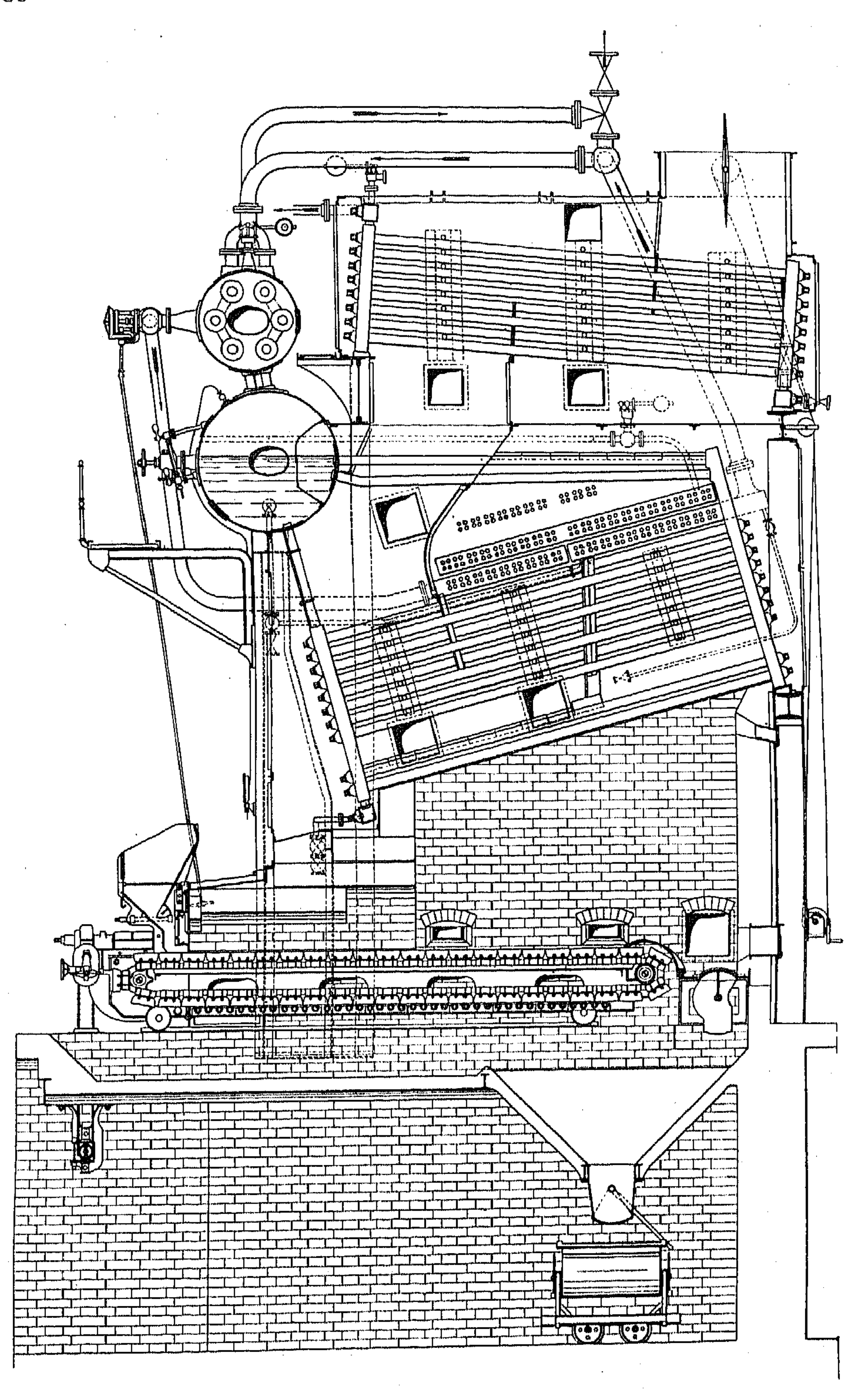
Die Feuerung erfolgt bei diesem Kessel ebenfalls neuerdings oft durch einen Wanderrost oder Kettenrost, welcher wie bei dem Steinmüller'schen Wanderrost, Fig. 15. ebenfalls aus einem, aus- und einfahrbaren Rostwagen



Figur 16.

besteht, der einen, aus einer endlosen Kette von Rostplatten gebildeten, Rost trägt. Die Kettenglieder sind seitlich mit Rollen versehen und rollen auf Schienen. An beiden Enden sind Kettenräder angebracht, über welche die Ketten laufen. Das vordere Rad bewirkt den Antrieb und Vorschub des Rostes.

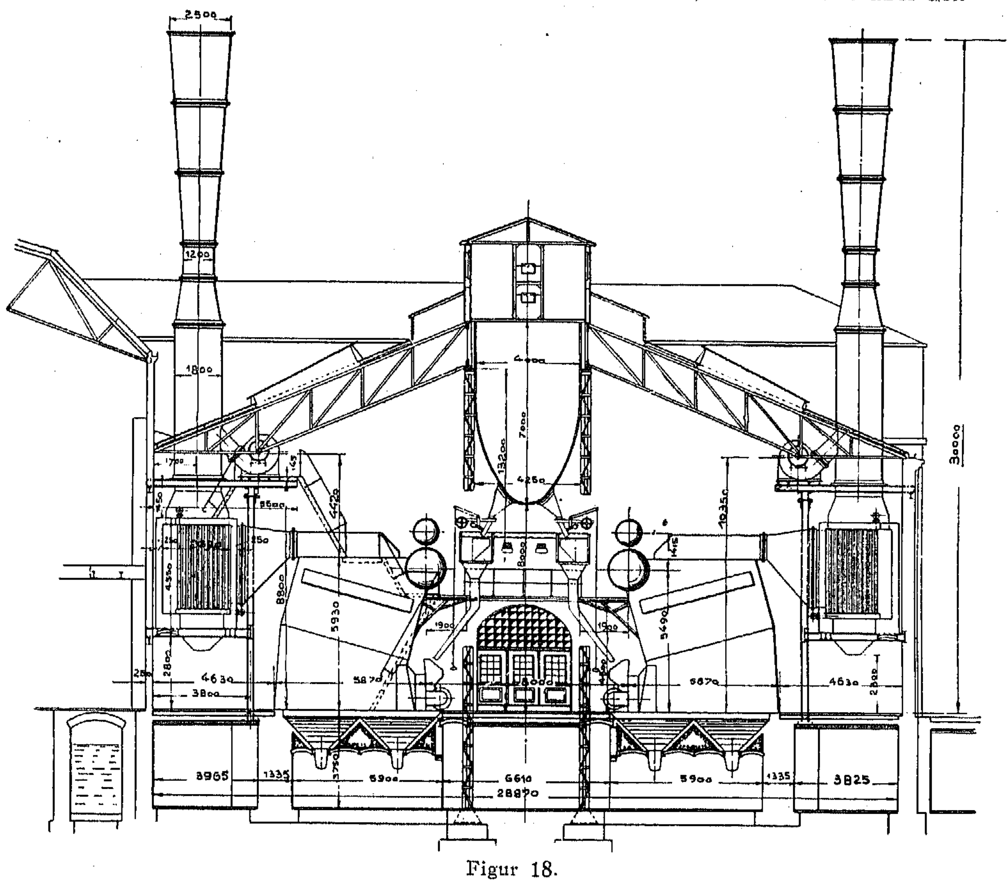
Der Wasserrohrhochleistungskessel von Babcock & Wilcox ist in Figur 17 abgebildet. Derselbe besteht aus zwei Sektionen von Rohrenbündeln, welche an eine vordere und hintere Wasserkammer angeschlossen sind, wobei die vordere



Figur 17.

Kammer mit einem Querkessel direkt verbunden ist. Über dem letzteren liegt der Dampfsammler.

Die beiden untersten Rohrreihen liegen mit ihrer ganzen Länge unmittelbar über der Feuerung, welche als Wanderrost ausgebildet ist. Diese Heizfläche erzeugt bis zu 250 kg Dampf pro qm Heizfläche/Stunde und macht über 20% der ganzen Heizfläche aus. Die Führung der Rauchgase ist so angeordnet, daß sie bei dreimaliger Umlenkung eine innige Berührung der Gase mit den Wasserrohren bewirkt. Durch eingebaute Quer- und lotrecht stehende Wände werden die Gase erst nach dem hinteren Ende der Rohrkammer, dann um den über den



Figur 18.

Rohren eingebauten Überhitzer, hierauf wieder nach unten, sodann vorn nach oben um den Vorwärmer oder Ekonomiser und sodann nach oben in die Saugzuganlage geführt, welche die Heizgase absaugt und ins Freie führt. Die ganze Anordnung einer solchen Kessel- und Saugzuganlage ist in Figur 18 schematisch dargestellt. Aus derselben ist auch die zentrale Brennstoffbeschickung zu erkennen.

In der Mitte des Kesselhauses läuft eine an dem Dachstuhl befestigte Längsbahn, auf welcher die Kohlen in Kippwagen zugefahren und in die bei jedem Kessel angebrachten Fülltrichter gekippt werden. Von hier fallen dieselben durch gegabelte Rohre nach den Falltrichtern über den Wanderrosten und durch diese auf die Roste selbst. Bei der dargestellten Anordnung liegen sich je zwei Kessel gegenüber, und hat jeder Kessel seine besondere Saugzuganlage, welche hinter dem Kessel auf eisernen Gerüsten aufgebaut ist.

weisen vermag, kommen die Gase in innige Berührung mit der Heizfläche, was eine günstige Ausnützung des Wärmewertes der Gase gewährleistet. Die Speisung erfolgt im hinteren Oberkessel, dessen Wasserraum mit den übrigen Oberkesseln nicht verbunden ist. Das Speisewasser durchfließt hier eine Verteilungskammer, die über die ganze Länge des Oberkessels angeordnet ist und dafür sorgt, daß jedes Rohr einen entsprechenden Anteil des frischen Wassers erhält. Es fällt dann durch die hinterste Rohrgruppe, die in der niedrigsten Gastemperatur liegt, in den Unterkessel und sondert auf diesem Wege seine kesselstein- und schlammbildenden Bestandteile in Form von Schlamm in den als Schlammsammler dienenden und mit einer Schlammfangvorrichtung versehenen Unterkessel ab. Hier kann der sich ansammelnde Schlamm nach Bedarf abgeblasen werden. Infolge der die erste Rohrgruppe bestreichenden Gase mit hoher Temperatur erfolgt eine starke Aufwärtsbewegung des gereinigten Speisewassers durch dieses Rohrsystem nach dem vorderen Oberkessel, wo sich der hierbei erzeugte Dampf vom Wasser absondert und durch die oberen Verbindungsrohre zum mittleren Oberkessel gelangt, während das Wasser durch die unteren Verbindungsrohre in den mittleren Oberkessel und durch dessen Rohrsystem nach dem Schlammsammler strömt und diesen Kreislauf bis zur Verdampfung beibehält. Die Hauptbedingung für einen vollkommenen Wasserumlauf, nämlich die Gleichmäßigkeit in der Wasserbewegung, ist also beim Stirlingkessel durch die eigenartige Anordnung seiner drei Rohrgruppen im weitesten Maße erfüllt, und darin gerade unterscheidet er sich in seiner Wirkung vorteilhaft von anderen Steilrohrkesselsystemen.

Die Entnahme des Dampfes erfolgt vom mittleren, etwas höher liegenden Oberkessel oder dessen Dampfsammler aus, von wo aus er durch den zwischen der vorderen und mittleren Rohrgruppe liegenden Überhitzer geleitet wird.

Als Hauptvorzüge dieses Kesselsystems gibt die Babcock & Wilcox-Cie. die folgenden an:

1. Hohe Leistungsfähigkeit und Nutzwirkung; 2. unbedingte Betriebssicherheit infolge elastischer Bauart; 3. fast keine Kesselstein- und Flugaschenablagerungen, leichte Reinigung; 4. fast keine Reparaturen, leichtes Auswechseln der Rohre; 5. großer Dampf- und Wasserraum und trockener Dampf; 6. große Heizfläche auf kleiner Grundfläche. Daß der Stirlingkessel große Heizflächen auf kleiner Grundfläche unterbringen kann, ist durch seine Konstruktion bedingt. Hierin steht er hinter keinem anderen Steilrohrkesselsystem zurück, bietet indessen manchem dieser Kessel gegenüber ebenfalls Vorteile. Insbesondere bietet die Stirlingkonstruktion die Möglichkeit, sehr große Kesselaggregate aufzustellen, sind doch die größten Kessel der Gegenwart zwei Stirlingkessel von je 2120 qm Heizfläche, aufgestellt bei der Edison-Co. in Detroit. Sowohl bei den Wasserrohr-Hochleistungs- als auch bei den Stirlingkesseln wendet die Babcock & Wilcox-Cie. fast ausschließlich indirekt wirkende Saugzuganlagen an, über welche noch kurz folgendes bemerkt zu werden verdient.

Eine solche moderne Anlage mit selbsttätiger Kohlenbeschickung, hintergebauten Überhitzern oder Ekonomisern und Aschenkellern stellt die obige Figur 18 dar.

Besondere Ansprüche stellt man in neuester Zeit an den Kesselbetrieb, namentlich in bezug auf Beanspruchung und Ausnutzung. Während man sich früher mit einer Beanspruchung der Heizfläche bis zu etwa 20 kg pro qm begnügte, ist jetzt eine doppelt so große Heizflächenbelastung keine Seltenheit mehr. Mit der Steigung der Heizflächenleistung mußte aber auch die Rostbelastung in die Höhe gehen. Dazu kommt, daß man immer mehr dazu übergeht, minderwertige Brennstoffe zu verfeuern, an deren Verwendung früher nicht gedacht wurde und bei deren Verfeuerung die natürliche Zugkraft der Schornsteine häufig versagt. Man wendet in neuester Zeit daher sehr viel den sog. indirekt wirkenden

Saugzug an, der am Ende des 19. Jahrhunderts von dem französischen Ingenieur LOUIS PRATT erfunden wurde. Das Wesen desselben besteht in einem verhältnismäßig kleinen Zentrifugalgebläse, einem als Abzugsrohr ausgebildeten schmiedeeisernen Saugapparat, dem Druckrohr, einer kurzen Windleitung zur Verbindung des Saugapparates mit dem Ventilatoraustritt und einer Reguliervorrichtung. Die Wirkungsweise ist die gleiche wie die eines Ejektors. Man hat es hier mit einem getriebenen und einem treibenden Mittel zu tun. Das erstere sind die abzuführenden Verbrennungsgase, das letztere bildet ein Frischluftstrom, der durch das Gebläse hervorgerufen und durch das Druckrohr in den Saugapparat geführt wird. Der letztere setzt den dem treibenden Frischluftstrom durch den Ventilator mitgeteilten Druck in eine Saugwirkung um, wie es ähnlich bei den Ejektoren geschieht.

Auch die Form des Saugapparates erinnert an die eines Ejektors. Er besitzt einen unteren zylindrischen Teil, an welchen ein konvergierender Konus anschließt. Diesem folgt ein zylindrisches Rohrstück, von welchem aus die Rohrwandungen bis zur Mündung des Kamins wieder divergieren. Der zylindrische Unterteil hat den Zweck, die etwa einseitig eintretenden Rauchgase bis an die Austrittsstelle der treibenden Frischluft zu führen und sie auf diesem Wege über den ganzen Querschnitt gleichmäßig zu verteilen. Er muß daher eine genügende Länge besitzen. Die aus einem konvergierenden und einem geraden Rohrstück bestehende Einschnürung ist allen Ejektoren eigentümlich. An dieser Stelle teilt der Frischluftstrom den Rauchgasen teilweise die ihm innewohnende Energie mit, indem er die Gase beschleunigt und die eigene Geschwindigkeit verringert. Das Gemisch von Verbrennungsgasen und Luft erhält eine aus den ursprünglichen Geschwindigkeiten resultierende Bewegung. Da diese in dem engen Querschnitt der Einschnürung verhältnismäßig hoch wird und das Gemisch also eine recht beträchtliche lebendige Kraft besitzt, wird zur Ausnutzung der letzteren der Rohrquerschnitt bis zur Mündung derartig erweitert, daß dort nur noch eine mäßige Geschwindigkeit verbleibt und der Austritt ins Freie annähernd stoßfrei erfolgt. Die Windleitung vom Ventilator tritt schon im unteren Schornsteinteil ein und läßt die Luft in Höhe der Einschnürung durch eine düsenartige Mündung ausströmen.

Von der richtigen Ausbildung der Querschnitte und der Form des Saugapparates sowie von der richtigen Wahl der Pressung und Menge der treibenden Luft hängt der Effekt und der Kraftbedarf der Anlage ab. Der Kraftbedarf einer indirekten Zuganlage hält sich in niedrigen Grenzen. Er beträgt nur etwa 1% der Leistung, welche die von ihm abhängige Dampfkraftanlage erzeugt. Dabei können die Verbrennungsgase, soweit es mit den jetzt bekannten Apparaten möglich ist, ausgenutzt werden, ohne daß sich dadurch die Intensität des Zuges verringert. Es kann also mit der günstigsten Ausnutzung des Brennstoffes eine starke Beanspruchung der Kesselanlage verbunden werden, was heutzutage das wichtigste Erfordernis ist, das man von einer modernen Dampferzeugungsanlage verlangt. Das indirekte Saugzugsystem stellt also in bezug auf diesen wichtigen Punkt eine ideale Vorrichtung zur Zugerzeugung dar. Bei natürlichem Zug dagegen ist der Ausnutzung der Gase schon bald eine Grenze gesetzt, da die Zugwirkung des Kamins eine bestimmte Temperatur der Rauchgase erfordert. Entzieht man also den letzteren viel Wärme durch gute Ausnutzung, so tut man das auf Kosten der Zugstärke und damit der Kesselleistung. Da der Schornsteinbetrieb aber eine weitgehende Rauchgasausnutzung nicht erlaubt, ist dieser eine sehr teuer arbeitende Einrichtung. Denn selbst wenn man die Gase bis auf 200° C ausnutzt, worauf man sich bei natürlichem Zug meist beschränken muß, beträgt der Schornsteinverlust durch die in den Rauchgasen noch enthaltene Wärme unter normalen Verhältnissen noch etwa 10%. Ohne Ekonomiser gehen durch die heißen Rauchgase gar 16% und mehr verloren. Dagegen